

**EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE
UNTERSUCHUNGEN ZUM EINFLUSS
DER LOKALEN HYDRODYNAMIK
AUF DEN LOKALEN WÄRMEÜBERGANG
IN GAS-FESTSTOFF-WIRBELSCHICHTEN**

von

Hans-Joachim Bock

Erlangen, 1980

EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE
UNTERSUCHUNGEN ZUM VERHALTEN
DER LOKALEN HYDRODYNAMIK
AUF DEM SCHWACHEN WECHSELWIRKUNG
IM GASEPHEMOTON-WECHSELWIRKUNG



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE
UNTERSUCHUNGEN ZUM EINFLUSS
DER LOKALEN HYDRODYNAMIK
AUF DEN LOKALEN WÄRMEÜBERGANG
IN GAS-FESTSTOFF-WIRBELSCHICHTEN**

Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
DOKTOR - INGENIEUR

vorgelegt
von
Hans-Joachim Bock

Erlangen, 1980

EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE
UNTERSUCHUNGEN ZUM EINFLUSS
DER LOKALEN HYDRODYNAMIK
AUF DEN LOKALEN WÄRMETRANSFERT
IN GAS-FESTSTOFF-WÄRMESCHWÄMMEN



Als Dissertation genehmigt von
der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 20. November 1979
Tag der Promotion: 18. Februar 1980

Dekan: Prof. Dr.-Ing. H. Niemann
Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. O. Molerus
Prof. Dr. H. Hofmann

Die vorliegende Arbeit ist am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Erlangen-Nürnberg entstanden.

Dem Lehrstuhlinhaber, Herrn Professor Dr.-Ing. O. Molerus, danke ich herzlich für die Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit, sowie für sein stetes Interesse an den Untersuchungen und ihrer tatkräftigen Förderung.

Herrn Professor Dr.-Ing. G. Emig vom Institut für Technische Chemie I der Universität Erlangen-Nürnberg danke ich für die Hilfsbereitschaft bei der Messung der thermodynamischen Stoffgrößen.

Herrn Professor Dr. H. Hofmann danke ich sehr für die Übernahme des Korreferates.

Mein Dank gilt auch der Firma Thyssengas G.m.b.H. für die finanzielle Unterstützung, sowie besonders Herrn Dr. W. Lommerzheim (Thyssengas G.m.b.H.) für die hilfreiche Zusammenarbeit.

Es sei an dieser Stelle allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Mechanische Verfahrenstechnik für ihre Mithilfe gedankt, insbesondere Frau L. Hauschildt, Frau O. M. Gleim, Fräulein R. Scheffler, Herrn H. Fink, Herrn Drost und Herrn Ing. (grad.) H. Schoenfeldt.

Dem Leiter der Zentralwerkstatt, Herrn J. Fink, und seinen Mitarbeitern danke ich für die sorgfältige Fertigung wichtiger Teile der Versuchsanlage.

Den Herren Dipl.-Ing. J. Völklein, Dipl.-Ing. P. Mirsberger und Dipl.-Ing. P. Fischer danke ich für die sorgfältige Durchführung ihrer Diplomarbeiten, die auch zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

1.	Einführung	1
2.	Stand der Forschung - Ziel der Arbeit	3
3.	Theorie	6
3.1	Modellvorstellungen über den Wärmeübergang	6
3.1.1	Das prinzipielle Modell nach Ernst	6
3.1.2	Das Modell von Schlünder	9
3.2	Anwendung der Modellvorstellungen auf Schüttungen	11
3.3	Anwendung des Modells auf Wirbelschichten	12
4.	Meßsysteme	14
4.1	Meßtechnische Erfassung des lokalen Strömungszustandes..	14
4.1.1	Ermittlung der Feststoffkontaktzeit	16
4.2	Meßsystem zur Bestimmung des lokalen Wärmeübergangs- koeffizienten	16
5.	Experimentelle Untersuchungen.....	19
5.1	Beschreibung der Versuchsanordnungen	19
5.1.1	Wirbelschichten	19
5.1.2	Moving Bed	25
5.2	Eigenschaften der verwendeten Feststoffe	26
5.3	Versuchsdurchführung	27
5.3.1	Lokale Einzelrohrmessungen	27
5.3.2	Lokale Rohrbündelmessungen	30
6.	Meßergebnisse	32
6.1	Wärmeübergang in der Laborwirbelschicht mit 0.19 m Durchmesser	32
6.2	Wärmeübergang in der Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser	34
6.3	Radiales Wärmeübergangsverhalten	36
6.3.1	Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser	37
6.3.2	Halbtechnische Versuchsanlage mit 1.0 m Durchmesser	37

6.3.2.1	Vertikales Einzelrohr und poröse Platte.....	39
6.3.2.2	Vertikales Rohrbündel und poröse Platte.....	42
6.3.2.3	Vertikales Rohrbündel und Düsenboden.....	42
6.4	Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten	48
7.	Vergleich der Meßwerte mit den theoretischen Werten	50
7.1	Moving Bed und Wirbelschicht	50
7.2	Bereich maximaler Wärmeübergangskoeffizienten	53
7.3	Radiale Profile	54
7.4	Vergleich aller gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit den berechneten Werten	57
8.	Zusammenfassung	59
9.	Verwendete Symbole	60
10.	Literaturverzeichnis	63

1. Einführung

Das Prinzip der Fluidisation besteht darin, daß eine Schüttung von Feststoffteilchen durch ein in Aufwärtsrichtung die Schüttung durchströmendes Fluid in einen flüssigkeitsähnlichen Zustand versetzt wird, sobald die Strömungsgeschwindigkeit u des Fluids einen bestimmten Wert u_f überschreitet.

Der Betriebszustand, bei dem gerade alle Partikeln ohne permanenten Kontakt untereinander im Strömungsmittel suspendiert sind, wird als "Lockerungspunkt" bezeichnet. In diesem Zustand steht der zwischen zwei horizontalen Bezugsebenen gemessene Druckabfall des Strömungsmittels im Gleichgewicht mit dem Gewicht von Feststoff und Strömungsmittel zwischen beiden Bezugsebenen, bezogen auf die Flächeneinheit der Bezugsebenen. Bei einer weiteren Steigerung des Strömungsmitteldurchsatzes zeigen Flüssigkeits- bzw. Gas- durchströmte Wirbelschichten - auch Fließbetten oder Wirbelbetten genannt - ein grundsätzlich verschiedenes Verhalten.

Die Flüssigkeits-Feststoff-Wirbelschicht reagiert auf eine Durchsatzsteigerung mit einer gleichmäßigen Expansion (Abb. 1a). Dieses Verhalten wird gleichmäßige Fluidisation genannt (im angelsächsischen Schrifttum "particulate fluidization").

Bei einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht dagegen durchsetzt der über den Lockerungspunkt hinausgehende Gasanteil die Schicht im wesentlichen in Form von praktisch feststofffreien Blasen (Abb. 1b).

Gas-Feststoff-Wirbelschichten zeichnen sich also durch ungleichmäßige Fluidisation ("aggregative fluidization") aus [1].

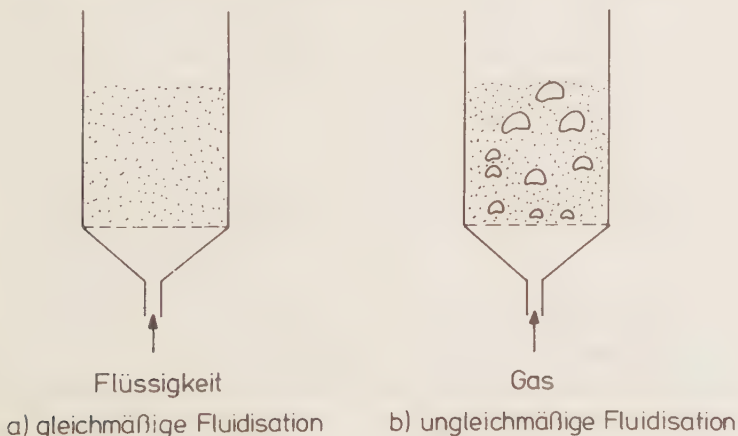


Abb. 1: Fluidisationsverhalten

Nach der ersten großtechnischen Anwendung des Wirbelschichtprinzips in den Zwanziger Jahren zur Braunkohlevergasung im Winkler-Generator bzw. seit der zweiten großtechnischen Anwendung zum katalytischen Cracken von Rohöl hat die Gas-Feststoff Fluidisation Eingang in eine Vielzahl technischer Prozesse gefunden.

Durch die heutige Rohölsituation wird die Verwendung von Kohle als Energieträger wirtschaftlich interessant. Bei der Vergasung von Kohle bzw. der Weiterverarbeitung dieser Vergasungsprodukte, z. B. zu Erdgas austauschenden Gasen, wird das Wirbelschichtprinzip häufig angewendet. Ein Teil der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen dienten zur Entwicklung eines wirtschaftlichen und betriebstechnisch vorteilhaften Wirbelschichtverfahrens zur Methanisierung von Kohlevergasungsgasen.

Dieses Projekt wird von der Thyssengas G.m.b.H. mit Unterstützung des Bundesministers für Forschung und Technologie zur Zeit durchgeführt [2].

Mein Dank gilt besonders Herrn Dr. W. Lommerzheim (Thyssengas G.m.b.H.) für die hilfreiche Zusammenarbeit und der Firma Thyssengas G.m.b.H. für die finanzielle Unterstützung der apparativ aufwendigen Untersuchungen.

Das Schlüsselproblem der Methanisierung von CO-reichen Gasen im technischen Maßstab ist die Abführung der sehr hohen Reaktionswärme.

Die Dimensionierung von wärmetauschenden Flächen in einem Wirbelschichtreaktor setzt dabei die Kenntnis der Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von den Betriebsparametern voraus.

2. Stand der Forschung - Ziel der Arbeit

Die Wärmeübertragung zwischen Heiz- oder Kühlflächen und daran vorbei bewegten Schüttungen spielt eine große Rolle in der Verfahrenstechnik, so z. B. bei Moving Bed, Drehrohr, Schwingenden oder gerührten Schüttungen und Wirbelschichten.

In den letzten Jahren wurden daher allein schon in der Bundesrepublik zu jeder der genannten Fragestellungen Ergebnisse experimenteller Untersuchungen vorgelegt [3] [4] [5] [6] [7] [8].

Weltweit erscheint jährlich eine Vielzahl von Veröffentlichungen, die die Wärmeübertragung in Wirbelschichten zum Thema haben.

In den früheren Forschungen zum Wärmeübergang von einer senkrecht eingetauchten Heizfläche an eine Gas-Feststoff-Wirbelschicht wurden die Versuche meist in Wirbelschichtapparaten kleiner Durchmesser durchgeführt.

Wicke und Fetting [9] untersuchten den Wärmeübergang in einer Wirbelschicht mit 0.1 m Durchmesser. Der Wärmeübergangskoeffizient α zwischen einem eingetauchten, elektrisch beheizten Meßelement und der Schüttung, wurde für verschiedene Feststoffe und Fluidisiergase gemessen. In fast allen untersuchten Fällen durchliefen die Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Gasgeschwindigkeit ein charakteristisches Maximum, das mit abnehmender Korngröße und zunehmender Gas-Wärmeleitfähigkeit anstieg. Mickley und Mitarbeiter [10] fanden durch die Aufzeichnung von Temperaturschwankungen eines Platinwiderstandsthermometers, daß der momentane Wärmeübergangskoeffizient in weiten Bereichen variierte. Wenn aufsteigende Gasblasen den Meßfühler erreichten ging der Wärmeübergangskoeffizient gegen Null. Diese Messungen zeigten den starken Einfluß der lokalen Strömungsverhältnisse auf den Wärmeübergang in Wirbelschichten.

In einer Arbeit von Baerg und Mitarbeiter [11] wird eine empirische Korrelation angegeben, die den maximalen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit des mittleren Partikeldurchmessers und der mittleren Suspensionsdichte im Ruhezustand beschreibt.

Fritz [12] und Brötz [13] bestimmten die Wärmeübergangskoeffizienten zwischen einem Kupferstab, der außerhalb der Schicht mit einer elektrischen Heizwicklung geheizt wird. Die Ergebnisse von Fritz zeigen, daß der Wärmeübergang bei

gleichem Gas und gleicher Teilchenart sehr stark von Art und Lage der Heizfläche sowie der Form der Wirbelschicht und der Art der Anströmung abhängt.

Wenige Wärmeübergangsmessungen wurden in größeren Wirbelschichtapparaten durchgeführt.

Vreedenberg [14] untersuchte den Wärmeübergang an ein vertikales Einzelrohr in einer Wirbelschicht mit 0.56 m Durchmesser. Er fand, daß durch Erhöhung der Wirbelschichttemperatur der Wärmeübergangskoeffizient zunimmt. Diese Abhängigkeit wurde auch durch Messungen von Kharchenko und Makhorin [15] sowie von Janssen [16] bestätigt und mit der Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit des strömenden Mediums begründet.

Wunder und Mersmann [7] untersuchten u. a. den Wärmeübergang in Abhängigkeit der radialen Position des Meßelementes in einer Wirbelschicht mit 0.69 m Durchmesser. Sie fanden, daß der Wärmeübergangskoeffizient ein Profil über den Bettquerschnitt aufweist.

Über das Wärmeübergangsverhalten von vertikalen Rohrbündeln wird in der Arbeit von Gelperin und Mitarbeitern [18] berichtet. Es wurden drei Rohrbündel von 19, 61 und 127 Rohren in einer Wirbelschicht mit 0.512 m Durchmesser untersucht. Mit zunehmend engerer Packung der Rohre verschlechtert sich das Wärmeübergangsverhalten.

Der Einfluß des statischen Druckes auf das Wärmeübergangsverhalten in Wirbelschichten wurde von Denloye und Botterill [19] untersucht. Wird der Druck von 1 bar auf 10 bar angehoben, so nimmt der maximale Wärmeübergangskoeffizient, z. B. für Kupfer mit einem mittleren Partikeldurchmesser von 160 μm , das in Luft fluidisiert wurde, um etwa 25 % zu.

Diese kurze Literaturübersicht hat ergeben, daß in bisherigen Untersuchungen die Einflußparameter beim Wärmeübergang von einer Heiz- oder Kühlfläche an eine Gas-Feststoff-Wirbelschicht im Prinzip bekannt sind.

Bei der theoretischen Beschreibung des Wärmeübergangs beschränkt man sich im wesentlichen auf die Ableitung empirischer Korrelationen zwischen dimensionslosen Kennzahlen. Da derartige Beziehungen im Grunde aber nicht auf die physikalischen Zusammenhänge eingehen, ist bis heute noch keine allgemein anerkannte Berechnung des Problems möglich.

Eine physikalisch fundierte Modellvorstellung wurde erstmals von Mickley und Fairbanks [20] entwickelt. Die sogenannte "Paket"-Theorie beschreibt die instationäre Wärmeaufnahme eines Teilchenpaketes während der Kontaktzeit mit der Heizfläche. Diese Modellvorstellung wurde durch die Arbeiten von Baskakov [21][22] weiterentwickelt und die Lücken von Ernst [23] und Schlünder [24] geschlossen.

Mit diesen Arbeiten wurden Formeln und Ergebnisse gewonnen, die mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang stehen.

Über die in diesen Modellen vorkommende Kontaktzeit des Feststoffes mit der Heiz- oder Kühlfläche liegen jedoch keine Messungen in großen Wirbelschichten vor. Daß jedoch gerade der lokale Strömungszustand an eintauchenden Flächen den lokalen Wärmeübergang bestimmt, soll mit dieser Arbeit bewiesen werden.

3. Theorie

3.1 Modellvorstellungen über den Wärmeübergang

3.1.1 Das prinzipielle Modell nach Ernst

Als grundsätzliches Modell zur Beschreibung des Wärmeüberganges von Heizflächen an kontaktierende Partikelschüttungen in Abhängigkeit von der Kontaktzeit hat Ernst [3] zunächst den Kontakt eines Halbraumes mit einer auf konstanter Temperatur gehaltenen Fläche benutzt.

Das Modell beschreibt den zeitlich mittleren Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Kontaktzeit

$$\alpha = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\lambda_f \rho_f c_f}}{\tau} \quad (1)$$

(Die Bedeutung der Formelzeichen ist der Liste am Ende der Arbeit zu entnehmen).

Dieses Modell deckt sich auch mit den Aussagen von Mickley und Fairbanks [20].

Insbesondere der Grenzfall $\alpha \rightarrow \infty$ für $\tau \rightarrow 0$ läßt sich durch Messungen an bewegten Schüttungen nicht bestätigen, vielmehr streben, wie z. B. Ernst gezeigt hat, für vergleichsweise sehr kurze Kontaktzeiten die Meßwerte gegen einen konstanten Wert.

Ernst hat daraufhin das Modell so modifiziert, daß er einen Gasspalt von der Weite δ_g zwischen Heizfläche und "kontaktierendem" Halbraum vorgesehen hat. Das so modifizierte Modell gibt den Grenzfall endlicher Wärmeübergangskoeffizienten richtig wieder.

Das Modell gestattet eine geschlossene Darstellung des über die Kontaktzeit gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten, z. B. in der von Ernst [3] gewählten Form

$$\alpha = \frac{c_f \rho_f}{\tau} \left[\frac{2\sqrt{a_f \tau}}{\sqrt{\pi}} + \frac{1}{h} \exp(h^2 a_f \tau) \phi_c(h\sqrt{a_f \tau}) - \frac{1}{h} \right] \quad (2)$$

mit

$$h = \frac{\lambda_g}{\lambda_f \delta_g} \quad (3)$$

$$\phi_c = 1 - \phi \quad (4)$$

$$a_f = \frac{\lambda_f}{\rho_f c_f} \quad (5)$$

Mit Hilfe der hier eingeführten dimensionslosen Zeitzählung

$$T = h^2 a_f \tau = \left(\frac{\lambda_g}{\delta_g} \right)^2 \frac{\tau}{\lambda_f \rho_f c_f} \quad (6)$$

läßt sich die Ernst'sche Beziehung umformen zu:

$$\alpha = \frac{\lambda_g}{\delta_g} \frac{\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{T} + \exp(T) \phi_c(\sqrt{T}) - 1}{T} \quad (7)$$

Die Reihenentwicklung der Funktion von T für $T \rightarrow 0$ liefert (Vgl. z. B. [25])

$$\alpha_{\max} = \lim_{T \rightarrow 0} \alpha = \frac{\lambda_g}{\delta_g} \quad (8)$$

Mit dem Grenzwert (8) läßt sich die Gleichung (7) in die dimensionslose Darstellung

$$\frac{\alpha_{\max}}{\alpha} = \frac{T}{\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{T} + \exp(T) \phi_c(\sqrt{T}) - 1} \quad (9)$$

überführen.

Beachtet man die Definitionen (6) bzw. (8) für T und $\alpha_{\max}$, so läßt sich die dimensionslose Zeitzählung darstellen als

$$T = \alpha_{\max}^2 \frac{\tau}{\lambda_f \rho_f c_f} \quad (10)$$

Die Schreibweise (10) der dimensionslosen Zeitzählung T ist identisch mit der von Wunschmann und Schlünder [6] gegebenen Darstellung.

Aus der exakten Formel (9) lassen sich durch Reihenentwicklung die Näherungen für kleine bzw. große T

$$\frac{\alpha_{\max}}{\alpha} \approx 1 + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{T} \quad \text{für kleine } T \quad (11)$$

bzw.

$$\frac{\alpha_{\max}}{\alpha} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{T} \quad \text{für große } T \quad (12)$$

gewinnen.

Die in den Beziehungen (11) und (12) auftretenden Zahlenfaktoren liefern die Dezimalzahlwerte

$$\frac{4}{3 \sqrt{\pi}} \approx 0.752 \quad (13)$$

bzw.

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} \approx 0.886 \quad (14)$$

Es ist daher nicht überraschend, daß man die Grenzbeziehung (11) bzw. (12) zu einer einfachen, durchgängig recht guten Approximationsbeziehung

$$\frac{\alpha_{\max}}{\alpha} \approx 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{T} = 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \alpha_{\max} \sqrt{\frac{\tau}{\lambda_f \rho_f c_f}} \quad (15)$$

zusammenziehen kann.

Ein Vergleich der exakten Lösung (9) mit der abgeleiteten Näherungslösung (15) ist in Abb. 2 dargestellt.

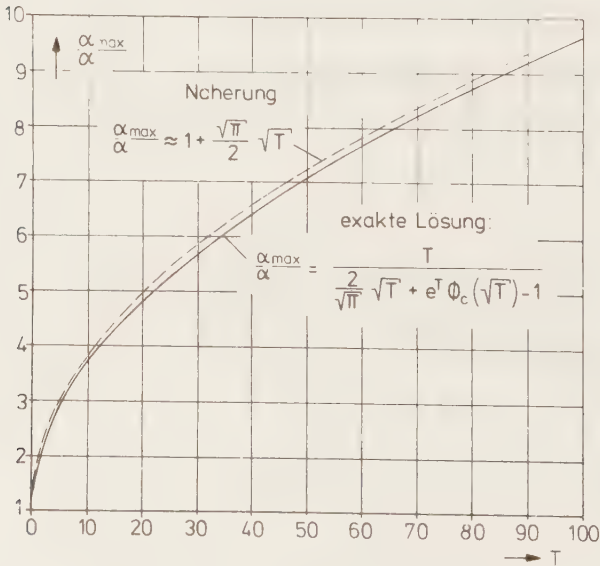


Abb. 2: Vergleich Gleichung (9) mit der Näherungslösung (15)

Die Ergebnisse dieses Abschnittes lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Das Modell von Ernst für den zeitlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten α während der Kontaktzeit τ besitzt die einfachste Darstellung gemäß Gleichung (9), in der die dimensionslosen Kennzahlen $\alpha_{\max}/\alpha$ und T miteinander verknüpft sind.
2. Die strenge Lösung (9) läßt sich im gesamten T -Bereich durch die Näherungslösung Gleichung (15) ersetzen (siehe Abb. 2).
3. In Übereinstimmung mit dem von Wunschmann und Schlünder [6] auf anderem Weg erhaltenen Ergebnis ist die geeignete dimensionslose Zeitzählung durch die Beziehung (6) definiert.

3.1.2 Das Modell von Schlünder

Die experimentelle Erkenntnis, daß sich der Grenzfall $\alpha \rightarrow \infty$ für $\tau \rightarrow 0$ durch Messungen nicht bestätigen ließ, vgl. z. B. Ernst [3], veranlaßte Schlünder [24] für den Grenzfall verschwindender Kontaktzeiten eine andere Modellvorstellung anzuwenden.

Schlünder konnte den Widerspruch zur Realität bei kurzfristigem Kontakt dadurch beseitigen, daß er den Transportmechanismus im Gaszwinkel in unmittelbarer Umgebung eines punktförmig angenommenen Kontaktes betrachtete.

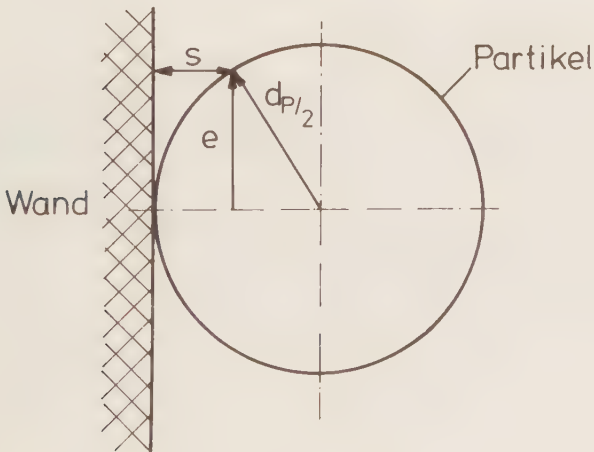


Abb. 3: Spaltweite s in Abhängigkeit vom Kugelradius

Geht die Kontaktzeit gegen Null, so bleibt während des Wärmeaustausches der Kugel mit der Wand die Kugeltemperatur nahezu konstant. Der gesamte Wärmeübergangswiderstand liegt dann in dem zwischen Kugel und Wand befindlichen Gaszwickel (Abb. 3). Dieser Gaszwickel hat im Berührungspunkt die Dicke Null. Nun ist aber die Wärmeleitfähigkeit eines Gases nur so lange konstant, wie der Abstand s zweier Wärmetauschflächen groß ist gegenüber der mittleren freien Weglänge Λ der Gasmoleküle im dazwischen liegenden Gasraum.

In der Nähe des Berührungspunktes existiert aber in jedem Falle eine Zone, in der die freie Weglänge der Gasmoleküle größer ist als die Dicke des Gaszwickels. Mit Hilfe dieser Überlegungen gelang es Schlünder [24] einen maximal erreichbaren Wärmeübergangskoeffizienten nach der Beziehung

$$\alpha_{\max, p} = \frac{4 \lambda_g}{d_p} \left[\left(\frac{2 \sigma}{d_p} + 1 \right) \ln \left(\frac{d_p}{2 \sigma} + 1 \right) - 1 \right] \quad (16)$$

mit

$$\sigma = 2 \Lambda \frac{2 - \gamma}{\gamma} \quad (17)$$

abzuleiten.

Aus der Gleichung (16) kann entnommen werden, daß bei sehr kurzer Kontaktzeit der maximal erreichbare Wärmeübergangskoeffizient von den thermischen Eigenschaften der Feststoffpartikel unabhängig ist. Dagegen ändert er sich stark mit dem Partikeldurchmesser und dem Gasdruck. Die Gasfilmdicke σ kann nach der von Janssen [16] angegebenen Beziehung

$$\sigma = \frac{\lambda_g}{C_v p} \frac{2 - \gamma}{\gamma} \sqrt{\frac{2 \pi R T}{M}} \quad (18)$$

mit den Stoffdaten des Gases berechnet werden. Der Akkommodationskoeffizient γ ist ein Maß dafür, wie vollkommen der Energieausgleich und damit der Wärmetransport zwischen Gasmolekülen und einer Wand verschiedener Temperatur beim Stoß ist.

Die Ergebnisse dieses Abschnittes zeigen, daß der maximal erreichbare Wärmeübergangskoeffizient einer Berechnung zugänglich ist.

3.2 Anwendung der Modellvorstellungen auf Schüttungen

Um die ursprüngliche Modellvorstellung auf Schüttungen anwenden zu können, mußte Ernst [3] eine fiktive Restgasdicke δ_g einführen, wobei der Vergleich mit Experimenten eine Größenordnung $\delta_g \approx 3 \text{ } \mu\text{m}$ ergab. Schlünder [24] konnte diesen Widerspruch zur Realität bei Schüttungen dadurch beseitigen, daß er den Transportmechanismus im Gaszwickel in unmittelbarer Umgebung eines punktförmig angenommenen Kontaktes betrachtete.

Da bei dem Modell die Schüttung als quasihomogen angesehen wird, sind in Gleichung (15) für die Wertekombination $\lambda_f \rho_f c_f$ die entsprechenden Parameter für die ruhende Schüttung einzusetzen.

Bei der Anwendung der Modellvorstellung auf Untersuchungen an Schüttungen hat man weiterhin zu beachten, daß die durch Gleichung (16) definierte Beziehung auf die Querschnittsfläche einer Kugel bezogen ist, Wärmeübergangskoeffizienten üblicherweise aber auf die Heizfläche bezogen sind.

Bei einer gleichmäßigen Zufallsverteilung der Partikeln ist die Flächenporosität einer Schüttung gleich deren Volumenporosität.

Als Modell für den zeitlich mittleren Wärmeübergangskoeffizienten an eine Schüttung, bezogen auf die Flächeneinheit der Heizfläche, wird man daher aus Gleichung (15) die Beziehung

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{\max,p} (1-\epsilon)} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{\tau}{(\lambda \rho c)_s}} \quad (19)$$

folgen, wobei $\alpha_{\max,p}$ gemäß den Gleichungen (16) und (18) zu ermitteln ist.

Demnach hängt der maximale Wärmeübergangskoeffizient für verschwindend kleine Kontaktzeiten von den Gasdaten, der Partikelgröße und der Schüttungsporosität ab, während für genügend lange Kontaktzeiten die Daten $\lambda \rho c$ der ruhenden Schüttung (bei Anwesenheit desselben Gases in den Hohlräumen) heranzuziehen sind.

Die Gleichung (19) läßt eine einfache anschauliche Deutung zu, sie beschreibt nämlich nichts anderes als die Reihenschaltung der beiden durch Gaszwickel zwischen Heizfläche und erster Partikelschicht bzw. die Schüttung gebildeten Wärmeübertragungswiderstände.

3.3 Anwendung des Modells auf Wirbelschichten

Die im voranstehenden behandelte Modellvorstellung wird in idealer Weise erfüllt, wenn die Schüttung fortgesetzt eine bestimmte Zeit an der Heizfläche ruht, danach weggewischt wird, wobei die die Heizfläche kontaktierenden Partikeln in die Schüttung eingemischt und neue Partikeln an die Heizfläche gebracht werden. Wie man sich z. B. durch visuelle Beobachtungen an zweidimensionalen Wirbelschichten klarmachen kann, sind diese Bedingungen an vertikalen Flächen bei der Fluidisation insbesondere feinkörniger Partikeln mit Partikelgrößen $d_p \approx 100 \mu\text{m}$ recht gut erfüllt.

Zwischen dem Aufstieg zweier, die Heizfläche erfassender Gasblasen ist die Schicht in Ruhe. Wie z. B. die Untersuchungen von Rowe [17] gezeigt haben, bewirken die Gasblasen sowohl einen konvektiven Feststofftransport im Blasenachlauf als auch eine lokale Feststoffvermischung durch Umlagerung von Partikeln.

Hierdurch wird insbesondere die Forderung des Modells erfüllt, daß in der ganzen Schüttung zu Kontaktbeginn Temperaturkonstanz herrscht.

Gemessen werden in Wirbelschichten Zeitmittelwerte der Wärmeübergangskoeffizienten. Besonders bei höheren Gasdurchsätzen wird der Zeitanteil merklich, in der die Heizfläche von Gasblasen bedeckt ist, so daß der Wärmeübergang im Vergleich zu den hohen Werten während des Feststoffkontaktes praktisch auf Null zurückgeht. Diese Annahme wird auch durch die Arbeiten von Mickley und Mitarbeitern [10] sowie von Selzer und Thomson [26] bestätigt.

Man kann davon ausgehen, daß die Gasblasen relativ zu einer eingetauchten, vertikalen Heizfläche gleichmäßig zufällig verteilt sind. Dann ist aber im zeitlichen Mittel der Zeitanteil, den Blasen eine Heizfläche bedecken, gerade ϵ_b , wenn ϵ_b den lokalen Blasenvolumenanteil bezeichnet.

Für den zeitlich mittleren Wärmeübergangskoeffizienten in Wirbelschichten folgt dann aber aus Gleichung (19), für den Fall, daß der Strahlungsanteil am Wärmetransport vernachlässigt werden kann:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{1 - \epsilon_b} \left[\frac{1}{\alpha_{\max,p} (1 - \epsilon_1)} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{\tau}{(\lambda \rho c)_s}} \right] \quad (20)$$

Hierbei ist, wie üblich in der Wirbelschichttechnik vorausgesetzt, daß sich die Suspensionsphase im Zustand der Lockerungsporosität befindet.

Wie die Untersuchungen von Werther und Molerus [27] gezeigt haben, ändert sich in Wirbelschichten mit praxisnahen Abmessungen der Fluidisationszustand und damit Blasengröße, Blasenanzahl und Blasensteiggeschwindigkeit sowohl mit der Radialposition als auch mit dem Abstand vom Anströmboden.

Wenn aufsteigende Gasblasen den Wärmeübergang derart steuern, wie dies gemäß Gleichung (20) unterstellt wird, so sollten in technischen Wirbelschichten die Wärmeübergangskoeffizienten selbst sowohl radial wie auch mit der Höhe sich verändern.

Eine Berechnung von lokalen Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Gleichung (20) setzt dabei die genaue Kenntnis der lokalen Strömungsmechanik voraus. Bis heute wurde noch nicht über umfangreiche und zuverlässige Messungen des lokalen Strömungszustandes an Rohren in Wirbelschichten großer Durchmesser berichtet. In dieser Arbeit werden deshalb die lokalen Strömungsverhältnisse an einem in die Gas-Feststoff-Wirbelschicht eintauchenden Rohr gemessen. Mit den lokalen Meßwerten der Hydrodynamik und den gemessenen Stoffdaten für alle untersuchte Feststoffe kann dann die Gültigkeit der Gleichung (20) überprüft werden.

Dazu werden die mit Gleichung (20) nur aus Meßwerten ohne jeglichen Anpassungsparameter berechneten theoretischen α -Werte direkt gemessenen α -Werte gegenübergestellt.

4. Meßsysteme

4.1 Meßtechnische Erfassung des lokalen Strömungszustandes

Die Anwendung der abgeleiteten Gleichung (20) zur Berechnung von lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in Wirbelschichten erfordert eine genaue Kenntnis des lokalen Strömungszustandes an der wärmetauschenden Fläche. Mit einem von Werther [28] am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik in Erlangen entwickelten kapazitiven Meß- und Auswertesystem lassen sich lokaler Blasenvolumenanteil ε_b und statistisches Mittel τ der lokalen Kontaktzeiten eindeutig und zuverlässig messen.

Bei der jetzigen Aufgabenstellung ist der Meßwertgeber in unmittelbarer Rohrwandnähe befestigt.

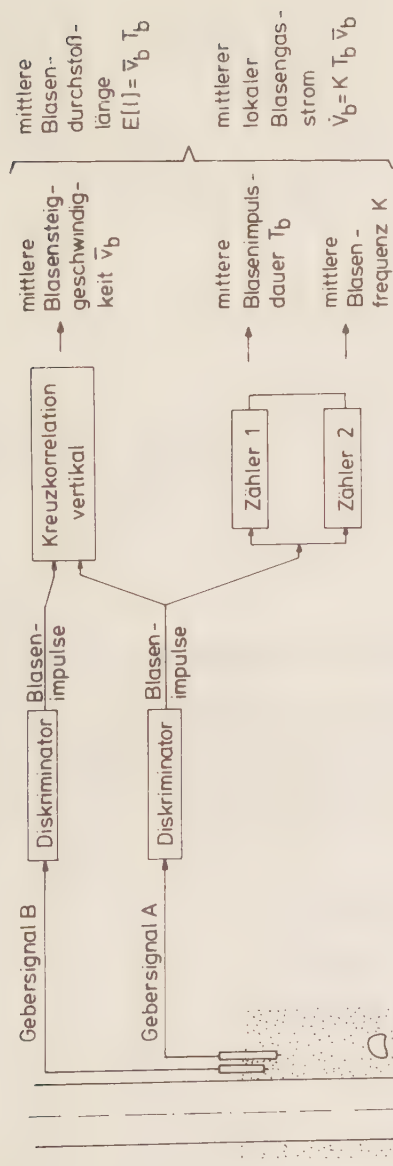
Die schematische Darstellung der Meßwertverarbeitung ist in der Abb. 4 dargestellt.

Jede Blase, die während ihres Aufstiegens von der nadelförmigen Sonde durchstoßen wird, erzeugt einen elektrischen Impuls, dessen Dauer proportional der Durchstoßlänge ist.

Der untere Geber liefert zunächst mittels zweier elektronischer Zähler die Zahl k der den Geber pro Zeiteinheit treffenden Blasen und die mittlere Blasenimpulsdauer T_b . Aus den Signalen der zwei in Abstand von 6 mm übereinander angeordneten Gebernadeln läßt sich die mittlere Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen $\bar{v}_b$ mittels Kreuzkorrelation bestimmen.

Aus den Meßgrößen k , T_b und $\bar{v}_b$ kann dann nach Werther [28] die lokale mittlere Blasendurchstoßlänge E (l) und der lokale, in Form von Blasen transportierte Gasstrom $\dot{V}_b$ berechnet werden.

Schematische Darstellung der Meßwertverarbeitung



Berechnung der Feststoffkontaktzeit τ

$$\tau = \frac{1}{K} - T_b = \frac{1 - K T_b}{K}$$

$$\tau = \frac{1 - \epsilon_b}{K}$$

Abb. 4: Meßwertverarbeitung

4.1.1 Ermittlung der Feststoffkontaktzeit

Die Feststoffkontaktzeit τ , d. h. die Zeit, während der die Schüttung an der Wand verweilt bis sie von einer aufsteigenden Blase wieder verdrängt wird, errechnet sich aus dem Kehrwert der Blasenfrequenz k .

Von dieser Zeit muß dann aber noch die mittlere Impulsdauer T_b der Blasen abgezogen werden (vgl. Abschnitt 3.3).

Man erhält also die Beziehung

$$\tau = \frac{1}{k} - T_b \quad (21)$$

bzw. nach Erweiterung

$$\tau = \frac{1 - k T_b}{k} \quad (22)$$

$k \cdot T_b$ ist aber gerade der Blasenanteil ϵ_b . Damit lautet die Gleichung zur Bestimmung der Feststoffkontaktzeit τ in Wirbelschichten:

$$\tau = \frac{1 - \epsilon_b}{k} \quad (23)$$

4.2 Meßsystem zur Bestimmung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten

Ein Heizelement gibt eine über Strom- und Spannungsmessung ermittelte konstante Heizleistung bzw. über die vorgegebene Heizfläche eine konstante Wärmestromdichte q ab (Abb. 5). Der Koeffizient α des Wärmeübergangs zwischen der Wand und der Wirbelschicht ist definiert durch

$$q = \alpha (T_w - T_B) \quad (24)$$

worin

T_w = Temperatur der Rohrwand

T_B = Temperatur der Wirbelschicht

ist.

Meßprinzip

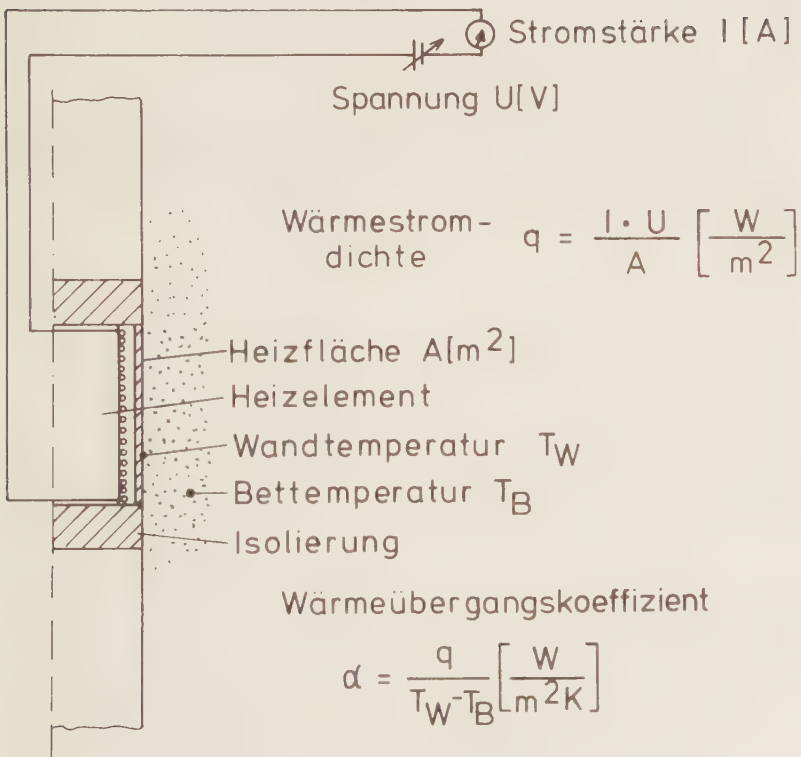


Abb. 5: Meßprinzip

Die vorliegenden Wärmeübergangsmessungen wurden mit einem fest in das Wärmetauscherrohr eingebauten Heizelement durchgeführt. Das zylindrische Heizelement hat den gleichen Durchmesser von 42 mm wie das Wärmetauscherrohr. Die beheizte Länge beträgt 150 mm.

Die Temperatur T_w der Wärmeübertragungsfläche wurde mit drei am Umfang und über die Länge verteilten fest eingelöteten Thermoelementen gemessen. Die Schüttungstemperatur T_B wurde durch separate Thermoelemente gemessen, die in unterschiedlichen Höhen und Radialpositionen angeordnet waren.

Die Registrierung der Temperaturen erfolgte mit einem elektronischen Data-Logger, der die Meßwerte in programmierbaren Zeitabständen über einen eingebauten Drucker direkt auflistete.

Mit je einem empfindlichen Volt- und Amperemeter konnte die durch einen Konstanter zugeführte Heizleistung gemessen werden.

Auf Grund der langen Zuführungen konnte der Leitungsverlust nicht vernachlässigt werden. Der Leitungsverlust wurde gemessen und durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt.

5. Experimentelle Untersuchungen

5.1 Beschreibung der Versuchsanlagen

5.1.1 Wirbelschichten

Die lokalen Messungen des Wärmeübergangskoeffizienten und des Strömungszustandes wurden in Wirbelschichtapparaturen mit Durchmessern von 0,19, 0,4 und 1 m durchgeführt. In der halbtechnischen Wirbelschicht mit 1 m Durchmesser wurde insbesondere der Einfluß von Einbauten in Form eines vertikalen Rohrbündels gemessen.

In der Abb. 6 sind die verschiedenen Versuchsanlagen schematisch dargestellt.

In der Laborwirbelschicht mit 0,19 m Durchmesser wurde speziell der Einfluß unterschiedlicher Feststoffe untersucht. Die Messungen wurden mit einem vertikalen Einzelrohr durchgeführt, das zentral in die Schüttung eintauchte. Als Anströmboden wurde die poröse Platte verwendet. Der mitgerissene Feststoff wird in einem Zyklon abgeschieden und über ein Tauchrohr in die Wirbelschicht zurückgeführt.

Die Wirbelschichtapparatur mit 0,4 m Durchmesser hat eine Gesamthöhe von 3,4 m. In dieser Anlage wurden Einzelrohrmessungen in verschiedenen Höhen und Radialpositionen durchgeführt. Der Anströmboden konnte ausgewechselt werden. Es wurde die poröse Platte und ein aus 14 Einzeldüsen bestehender Düsenboden untersucht. Die Hauptmenge des mitgerissenen Feststoffes wird in zwei parallel angeordneten Doppelzyklonen abgeschieden und durch Tauchrohre in die Wirbelschicht zurückgeführt. Die Feinstentstaubung erfolgt durch nachgeschaltete Schlauchfilter.

In der halbtechnischen Wirbelschicht von 1 m Durchmesser wurde neben den Einzelrohrmessungen speziell der Einfluß von Einbauten in Form eines vertikalen Rohrbündels untersucht. Die zylindrische Wirbelschicht hat einen Durchmesser von 1 m und eine Höhe von 2,3 m. Darüber befindet sich eine erweiterte Sektion zur Verringerung der Gasgeschwindigkeit und damit des Feststoffaustrages. In die Wirbelschicht kann ein vertikales Rohrbündel eingebaut werden. Die Anordnung der Rohre erfolgte nach einer Dreiecksteilung. Das Verhältnis von Abstand der Rohre zu Rohrdurchmesser beträgt 2,1 (Abb. 7).

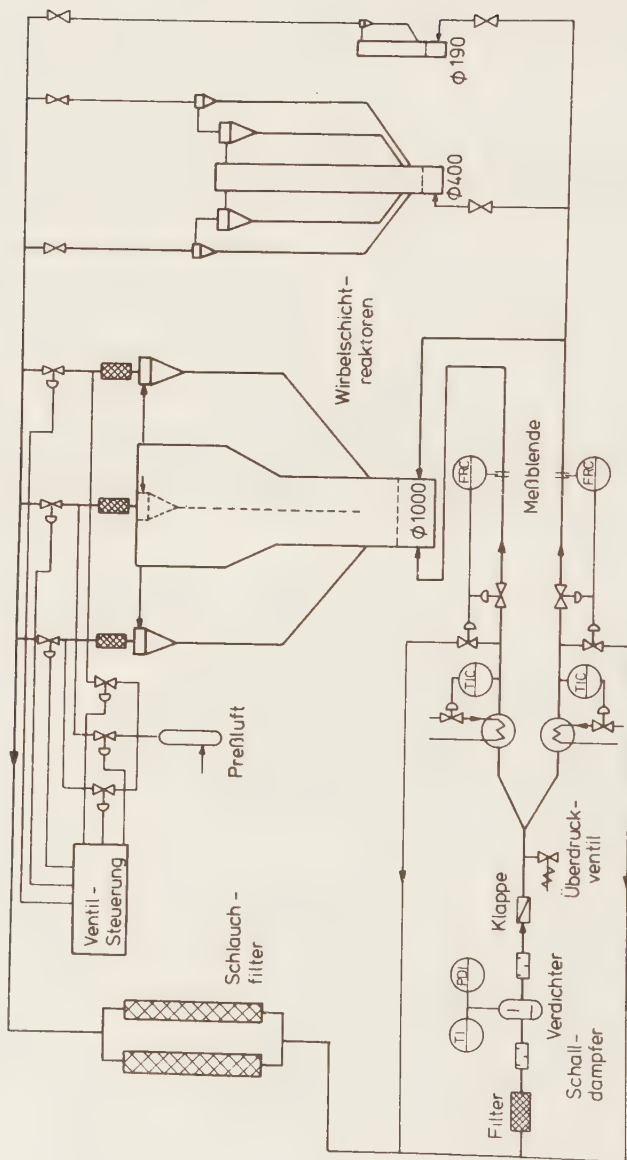


Abb. 6: Schematische Darstellung der Versuchsanlagen

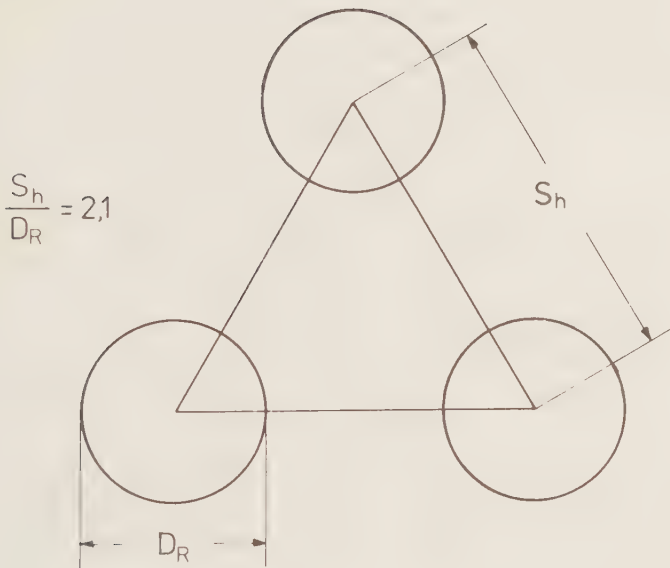


Abb. 7: Rohranordnung

Bei diesem Verhältnis von $s_h/D_R = 2.1$ können 91 Rohre von 42 mm Durchmesser in der Wirbelschicht mit 1 m Durchmesser untergebracht werden (Abb. 8). Aufgrund der Geometrie kann dann der Reaktorquerschnitt in 19 gleichseitige Sechsecke aufgeteilt werden. Bei der Verwendung des Düsenbodens erfolgt die Anordnung der Gasverteilerdüsen so, daß sich unter jedem Rohr im Zentrum eines Sechseckes eine Düse befindet. Die 19 Düsen hatten jeweils 6 radiale Austrittsöffnungen, deren Strahlrichtungen der Abb. 8 zu entnehmen sind. Die Wärmetauscherrohre werden durch das Reaktoroberteil in die Wirbelschicht eingeführt. Die Rohre sind einzeln verschraubt um speziell die mit den Meßsystemen versehenen Rohre leicht austauschen zu können. Kurz über dem Anströmboden ist das Rohrbündel mit einem Gitter versteift.

In der Abb. 8 ist auch die vertikale Meßebeine eingezeichnet in der die später folgenden Messungen durchgeführt wurden.

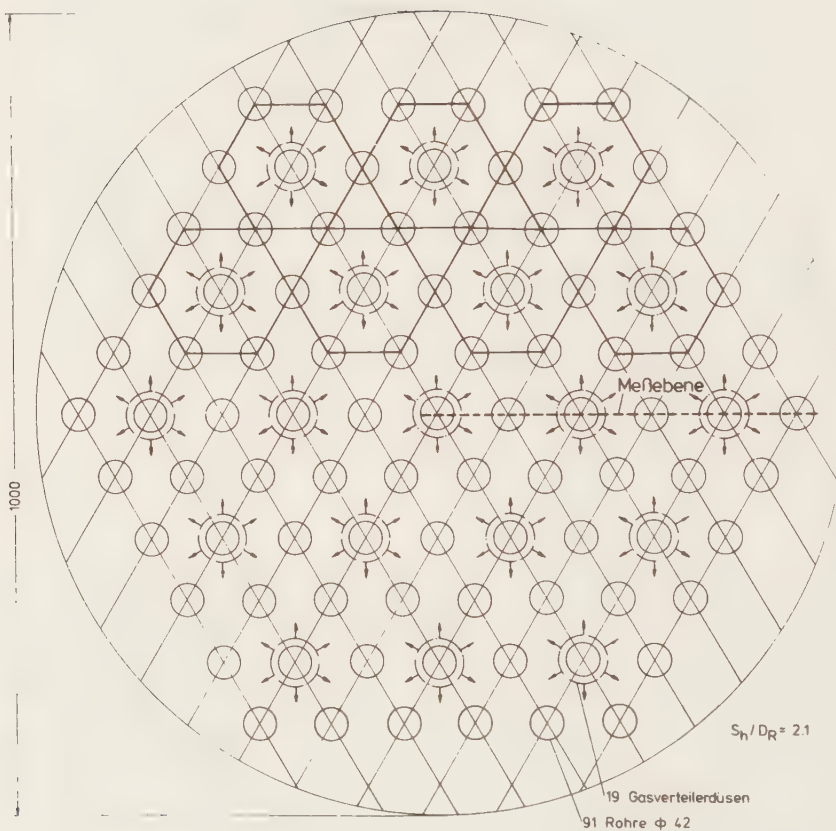


Abb. 8: Verteilung der Rohre und der Düsen über dem Bettquerschnitt

Der Anströmboden ist wechselbar. Es wurden die poröse Platte und ein aus 19 Einzeldüsen bestehender Düsenboden untersucht. Die Entstaubung des Fluidisiergases erfolgt mit drei parallel angeordneten Zyklon-Filterkombinationen. Die optimale Auslastung der Zyklone wird dadurch erreicht, daß je nach eingestelltem Betriebszustand die Entstaubungseinrichtungen zu- oder abgeschaltet werden können. Mit einer pneumatischen Steuerung können die Filter in wählbaren Zeitintervallen automatisch abgereinigt werden.

Die Gesamthöhe der Anlage beträgt einschließlich der Entstaubungseinrichtungen ca. 7 m. Sie mußte deshalb aufgrund dieser Abmessungen als Freianlage aufgebaut werden (Abb. 9). Die meß- und regeltechnischen Anlagen befinden sich im Innern des Gebäudes.

In allen vorgestellten Versuchsanlagen wurden die Feststoffe mit Luft bei Umgebungsbedingungen fluidisiert.

Die Luft wurde durch ein Drehkolbengebläse gefördert. Die Einstellung der gewünschten Gasmenge wurde über eine Bypass-Leitung erreicht und der Volumengasstrom mit einer Meßblende bestimmt. Der Luftdurchsatz und damit die Leerrohrgeschwindigkeit in den Wirbelschichten sowie die Gastemperatur wurden pneumatisch geregelt.



Abb. 9: Halbtechnische Versuchsanlage

5.1.2 Moving Bed

Um Messungen über einen möglichst großen Kontaktzeitbereich realisieren zu können, wurden neben den Wirbelschichtmessungen zusätzliche Messungen in einem Moving Bed durchgeführt. Moving-Bed-Messungen zeichnen sich durch wohldefinierte Kontaktzeiten aus. Sie sind daher auch aus diesem Grund als Vergleichsmessungen sehr zweckmäßig. In einem Moving Bed kann besonders der Bereich langer Kontaktzeiten einfach und genau durch die Geschwindigkeit der an der Heizfläche vorbei rutschenden Schüttung eingestellt werden. In der Abb. 10 ist die Versuchsanlage schematisch dargestellt.

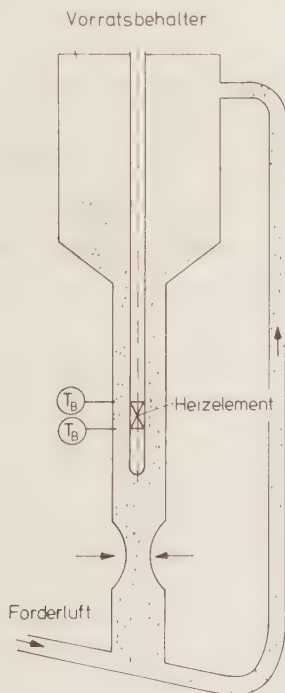


Abb. 10: Moving Bed

Durch den Ringraum zwischen äußerem Rohr (Innendurchmesser 0,1 m, Länge 1,0 m) und dem inneren Rohr mit dem eingebauten Heizelement (siehe Abschn. 4.2) rutschte die Feststoffschüttung. Die Geschwindigkeit wurde mit einem Schieber geregelt. Um einen kontinuierlichen Verlauf des Versuchs zu gewährleisten, wurde der Feststoff pneumatisch in das Vorratsgefäß hochgeführt.

5.2 Eigenschaften der verwendeten Feststoffe

Es wurden fünf Feststoffe unterschiedlicher physikalischer und thermischer Eigenschaften untersucht. Von jedem verwendeten Feststoff wurde die Wärmeleitfähigkeit der ruhenden Schüttung, die spezifische Wärmekapazität und die Dichte gemessen.

Der mittlere Partikeldurchmesser wurde wie folgt bestimmt.

Für die spezifische Oberfläche O_v gilt, wenn die Sphärizität ϕ_s der Feststoffteilchen unabhängig von deren Größe ist,:

$$O_v = \frac{6}{\phi_s} M_{-1,3} \quad (25)$$

mit der Momentendefinition für eine diskretisierte Verteilung

$$M_{-1,3} = \sum_{i=0}^n \left(\frac{d_{p_{i+1}} + d_{p_i}}{2} \right)^{-1} \left[Q_3(d_{p_{i+1}}) - Q_3(d_{p_i}) \right] \quad (26)$$

Mit Gl. (25) läßt sich eine äquivalente mittlere Korngröße $\bar{d}_p$ definieren als

$$\bar{d}_p = \frac{6}{\phi_s} \frac{1}{O_v} \quad (27)$$

d. h. es ist

$$\bar{d}_p = \frac{1}{M_{-1,3}} \quad (28)$$

Die Lockerungsgeschwindigkeit und die Lockerungsporosität der Feststoffe wurden in einer Laborwirbelschicht mit 0,1 m Durchmesser gemessen.

Die Stoffwerte der verwendeten Feststoffe sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Feststoff	$\bar{\alpha}_p$ [μm]	c_f [kg/m^3]	u_l [m/s]	ϵ_l [-]	λ_s [W/mK]	c_p [$\text{Ws}/\text{kg K}$]
Quarzsand	96	2630	0.015	0.595	0.267	720
	272	2630	0.101	0.488	0.230	720
	468	2630	0.216	0.481	0.223	720
Katalysator	75	3040	0.006	0.612	0.185	1061
Kupferkugeln	78	8930	0.021	0.430	0.536	385

Tabelle 1: Stoffwerte der untersuchten Feststoffe

5.3 Versuchsdurchführung

5.3.1 Lokale Einzelrohrmessungen

Da aus Platzgründen beide Meßsysteme für Wärmeübergang bzw. Strömungsmechanik nicht in einem Rohr untergebracht werden konnten, mußte prinzipiell das Meßprogramm zweimal durchgefahren werden. Für einen fest eingestellten Ort in der Wirbelschicht wurde z. B. zuerst der lokale Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeit und dann nach Rohrwechsel die lokale Strömungsmechanik für denselben Geschwindigkeitsbereich gemessen. Ein mehrmaliger Austausch der mit den Meßsystemen für den Wärmeübergang und der Hydrodynamik präparierten Rohre bei einem fest eingestellten Betriebszustand ergab keine Änderung der Meßwerte, so daß durch diese Vorgehensweise nennenswerte Fehler ausgeschlossen werden konnten.

Für einen Betriebspunkt wurde der lokale Wärmeübergangskoeffizient nach Erreichen des Beharrungszustandes mindestens siebenmal in Abständen von 3 Minuten mit den aufgezeichneten Temperaturen und der konstant zugeführten Heizleistung nach Gleichung (24) berechnet. Aus diesen Ergebnissen wurde dann der arithmetische Mittelwert gebildet. Die strömungsmechanischen Messungen wurden noch aufwendiger durchgeführt. Da nicht abzusehen war, ob sich die lokale Hydrodynamik in unmittelbarer Rohrwandnähe in Umfangsrichtung ändert, wurden mindestens zwei Messungen am Umfang (Geber um 180° gedreht) durchgeführt. Aus mindestens 14 Einzelmessungen wurde dann der mittlere Wert gebildet.

Bei größeren Abweichungen wurden noch weitere Messungen in Umfangsrichtung durchgeführt.

Um den Meßaufwand, speziell in der halbtechnischen Wirbelschichtanlage, in Grenzen zu halten, wurde zuerst die radiale Symmetrie des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten für eine bestimmte Höhe bei Variation der Leerrohrgeschwindigkeit überprüft.

Wie der Abb. 11 zu entnehmen ist, sind bei dem verwendeten Anströmboden (poröse Platte) die Bedingungen des symmetrischen Wärmeübergangsverhalten in idealer Weise erfüllt.

Die weiteren Messungen konnten deshalb auf den halben Bettdurchmesser beschränkt werden.

Für Messungen in unterschiedlichen Höhen wurden die mit den Meßsystemen ausgestatteten Rohre durch jeweils entsprechend lange Rohrstücke verlängert, so daß der Abstand von Rohrspitze zu Anströmboden konstant blieb.

Radiale Symmetrie des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten

Hohe: 30 cm ; Geschwindigkeit: 10 cm/s ; $D_B = 1000$ mm ; poröse Platte

Feststoff: Quarzsand $\bar{d}_p = 96 \mu\text{m}$

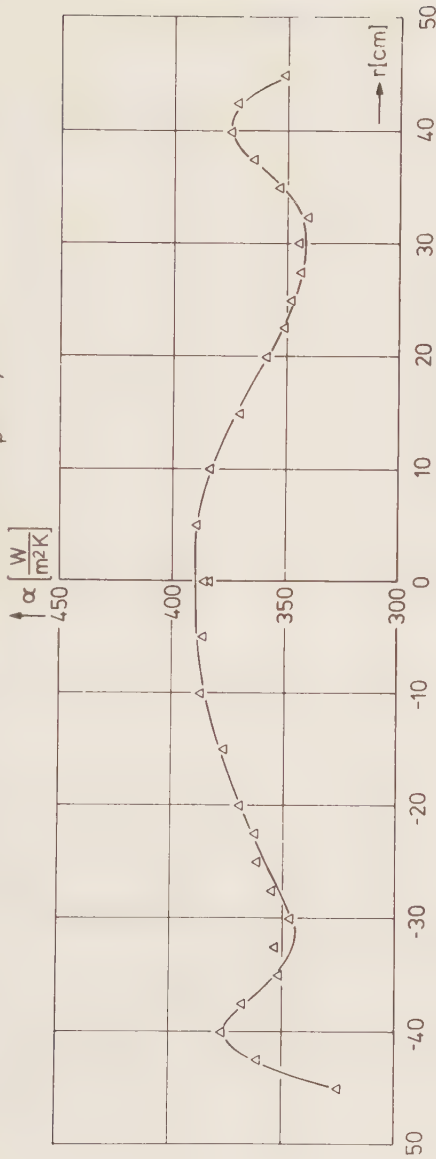


Abb. 11: Radiale Symmetrie bei Verwendung der porösen Platte als Anströmboden

Die Vermaßung einer Position für das jeweilige Meßsystem ist der Abb. 12 zu entnehmen.

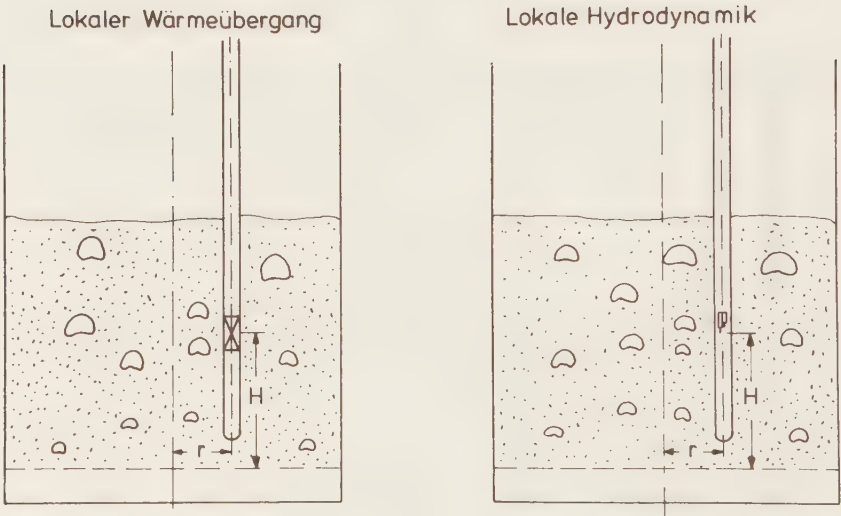


Abb. 12: Vermaßung der Meßposition

5.3.2 Lokale Rohrbündelmessungen

Durch die Anordnung der Rohre ist die Lage der radialen Meßpositionen vorgegeben. Die lokalen Messungen der Hydrodynamik und des Wärmeüberganges wurden in der in Abb. 8 eingezeichneten Meßebene durchgeführt. Zur Reduzierung des Meßaufwandes erfolgten auch in dieser Anlage radiale Symmetriemessungen, die durch Vertauschen der Meßrohre erhalten wurden.

Die Ergebnisse sind in Abb. 13 dargestellt. Da auch bei dieser Apparategeometrie symmetrische Wärmeübergangsprofile erhalten wurden, konnten die weiteren Messungen auf den halben Bettdurchmesser beschränkt werden.

Die Vermaßung einer Meßposition erfolgte nach den in Abb. 12 festgelegten Angaben.

Radiale Symmetrie des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten
 $D_B = 1000 \text{ mm}$, Düsenboden, Rohrbündel, Quarzsand $\bar{\alpha}_p = 96 \text{ } \mu\text{m}$

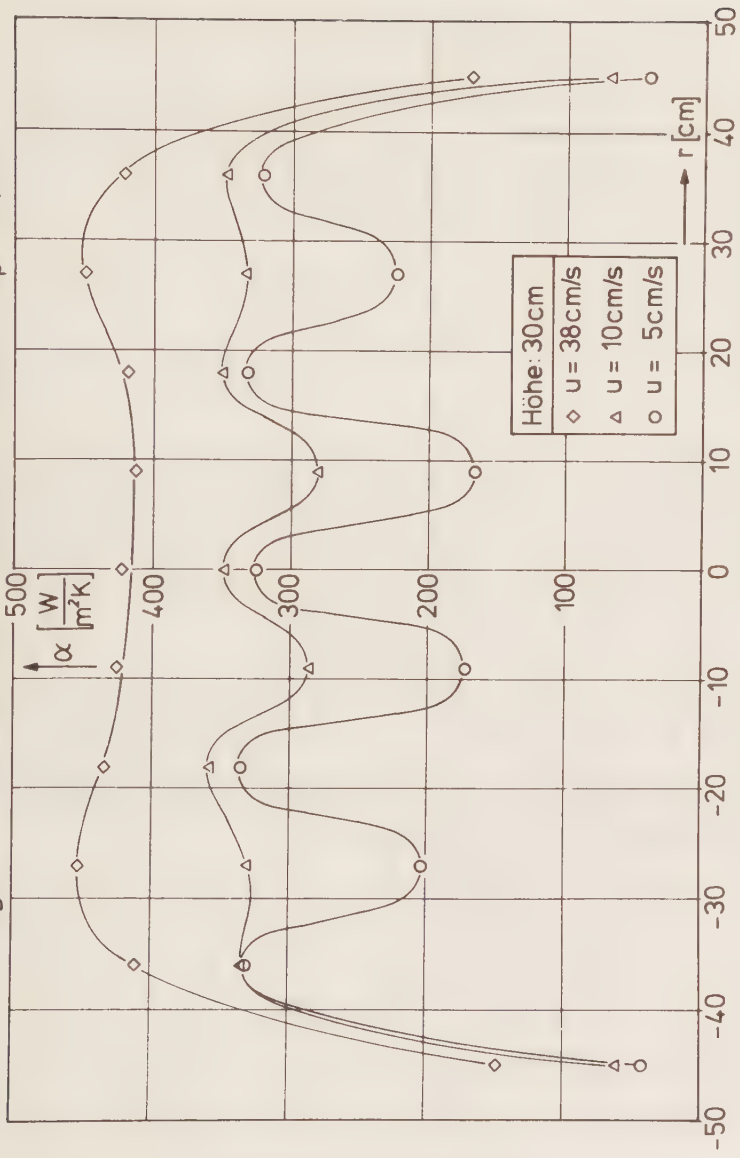


Abb. 13: Radiale Symmetrie bei Verwendung des Düsenbodens als Gasverteiler

6. Meßergebnisse

6.1 Wärmeübergang in der Laborwirbelschicht mit 0.19 m Durchmesser

In der Laborwirbelschicht wurde der Einfluß der verschiedenen Feststoffe auf den Wärmeübergang mit einem vertikalen Einzelrohr untersucht. Das Rohr mit dem eingebauten Meßsystem war zentral angeordnet. Der Abstand H vom Boden betrug 20 cm. In dieser Anlage konnte speziell der Bereich maximal erreichbarer Wärmeübergangskoeffizienten gemessen werden.

Das Verhältnis von Bettdurchmesser zu Schüttungshöhe im Ruhezustand wurde bei allen untersuchten Feststoffen konstant gehalten.

Die Meßergebnisse der fünf untersuchten Feststoffe sind in Abb. 14 dargestellt.

Bei allen untersuchten Feststoffen durchlaufen die Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Gasgeschwindigkeit ein charakteristisches Maximum (vgl. z. B. [9] [30] [31]). Am Beispiel der Quarzsandmessungen, die sich nur durch den mittleren Partikeldurchmesser unterscheiden - gleiche thermische Eigenschaften - wird deutlich, daß mit zunehmenden mittleren Partikeldurchmesser der maximal erreichbare Wärmeübergangskoeffizient abnimmt.

Am Beispiel der Kupfer- und Katalysatormessungen, die annähernd gleiche mittlere Partikeldurchmesser besitzen, kann der Einfluß der Feststoffdichte und der thermischen Eigenschaften der Partikel aufgezeigt werden.

Der bei allen untersuchte Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten nach Durchlaufen des Maximums wird durch die immer häufiger an der Heizfläche aufsteigenden Gasblasen verursacht (vgl. z. B. [32]).

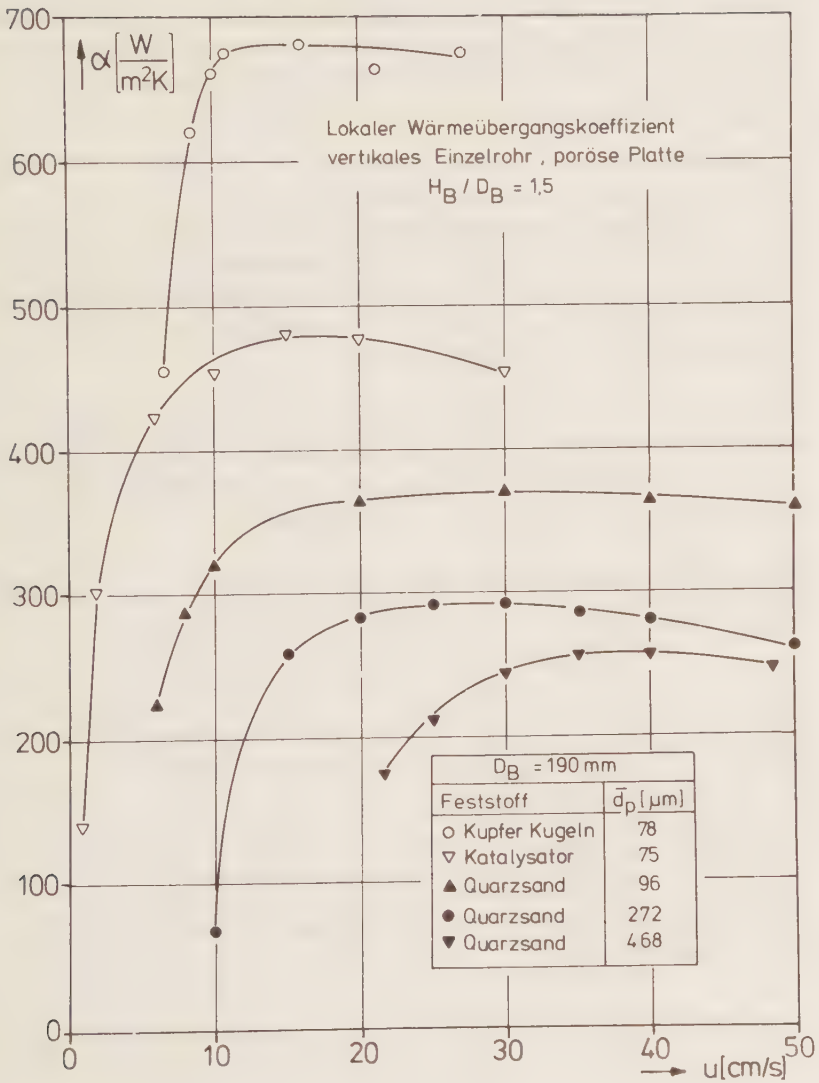


Abb. 14: Wärmeübergang in Abhängigkeit der fluidisierten Feststoffe

6.2 Wärmeübergang in der Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser

In der Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser wurde der Einfluß verschiedener Feststoffe auf den Wärmeübergang in zwei Höhen untersucht. Die Messungen wurden in Bettmitte durchgeführt. Das Verhältnis von Wirbelschichtdurchmesser zu Schüttungshöhe im Ruhezustand wurde wie in der Laborwirbelschicht konstant gehalten und betrug $H_B / D_B = 1.5$.

Die Meßergebnisse sind in der Abb. 15 dargestellt.

Für die Höhe 50 cm wird im Bereich höherer Gasgeschwindigkeiten für alle untersuchten Feststoffe ein etwas größerer Wärmeübergangskoeffizient gemessen als in Höhe 20 cm. Der von Heyde und Klocke [8] gefundene dramatische Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmenden Abstand vom Anströmboden konnte jedoch nicht bestätigt werden.

Ein Vergleich der in Tabelle 2 gegenübergestellten maximal erreichbaren α -Werte in der Laborwirbelschicht mit den Meßwerten in der größeren Anlage zeigt, daß die Unterschiede gering sind, wenn das Verhältnis von Schüttungshöhe zu Bettdurchmesser konstant gehalten wird.

Feststoff	$H_B / D_B = 1,5$ $\alpha_{\max} \text{ W/m}^2 \text{ K}$		
	d_p	$D_B = 0,19 \text{ m}$	$D_B = 0,4 \text{ m}$
Kupferkugeln	78 μm	681	667
Quarzsand	96 μm	370	387
Quarzsand	272 μm	292	304
Katalysator	75 μm	480	497

Tabelle 2: Vergleich maximaler in Bettmitte gemessener Wärmeübergangskoeffizienten

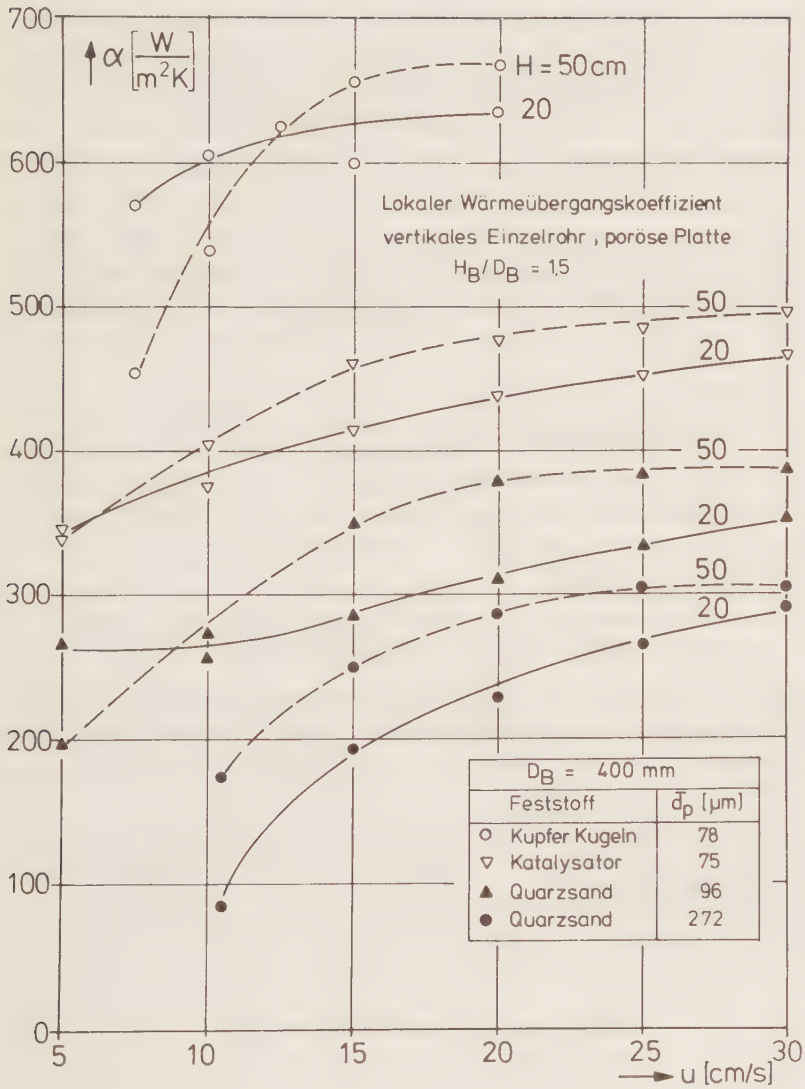


Abb. 15: Lokaler Wärmeübergang in einer Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser

Wunder und Mersmann [7] fanden bei Untersuchungen in Wirbelschichten von 0.08, 0.2 und 0.69 m Durchmesser, daß der in Bettmitte gemessene Wärmeübergangskoeffizient bis zu 80 % differieren kann, wenn die Apparategröße geändert wird.

Da die Messungen von Wunder und Mersmann jedoch bei konstanter Schüttungshöhe von 50 cm durchgeführt wurden, änderte sich dadurch das Verhältnis von Schüttungshöhe zu Bettdurchmesser im Bereich von 6.25 bis 0.72.

Die wesentlich niedrigeren α -Werte, die in der Laborwirbelschicht mit 0.08 m Durchmesser gemessen wurden, können dadurch erklärt werden, daß in dieser Anlage nur ein Ringraum von 2 cm Stärke zur Fluidisation des Feststoffes zur Verfügung stand. Derartige Wirbelschichten gehen aber aufgrund des Blasenwachstums mit der Höhe und der Gasgeschwindigkeit sehr schnell in den Zustand der stoßenden Wirbelschicht über (vgl. [28] [33]).

6.3 Radiales Wärmeübergangsverhalten

Entscheidend für den guten Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten sind die oberhalb der Lockerungsgeschwindigkeit auftretenden Gasblasen, die für eine intensive Durchmischung und Bewegung des Feststoffes relativ zu den Heizflächen sorgen [29].

In Wirbelschichten ist jedoch die Verteilung der aufsteigenden Gasblasen über den Querschnitt und die Höhe nicht einheitlich.

Messungen von Werther [28] zeigen, daß in Bodennähe die Blasen bevorzugt in einer Ringzone nahe des Gefäßrandes aufsteigen. Diese Zone verstärkter Blasen-tätigkeit verlagert sich mit zunehmender Höhe und Gasgeschwindigkeit zur Gefäßachse.

Besteht nun ein Zusammenhang zwischen lokaler Strömungsmechanik und lokal gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten, so muß mit radialen Abhängigkeiten im Wärmeübergangsverhalten gerechnet werden.

6.3.1 Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser

In der Abb. 16 ist das radiale Wärmeübergangsverhalten in einer Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser bei Verwendung eines Einzelrohres und eines Düsenbodens als Anströmboden dargestellt. Die Positionen der Düsen sind mit eingezeichnet. Am Beispiel der Messungen in Höhe 20cm und 65 cm über dem Gasverteilerboden wird deutlich, daß in Wirbelschichten mit starken radialen Änderungen im Wärmeübergang gerechnet werden muß.

Extreme Unterschiede sind besonders in Höhe 20 cm festzustellen. Ein Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten, die in Bettmitte bzw. im Wandbereich der Wirbelschicht gemessen wurden, zeigt, daß Unterschiede bis zu 200 % auftreten können.

Mit zunehmenden Abstand vom Anströmboden wird das Wärmeübergangsverhalten über dem Querschnitt ausgeglichener.

Die Profilverläufe sind entsprechend den Gasgeschwindigkeiten gestaffelt. Dieses Ergebnis steht mit den Messungen des Abschnittes 6.1 und 6.2 in Einklang.

6.3.2 Halbtechnische Versuchsanlage mit 1.0 m Durchmesser

Da bis heute noch keine lokalen Wärmeübergangsmessungen in Wirbelschichten großer Durchmesser vorliegen, wurde ein großer Teil der Messungen in einer Wirbelschicht mit 1.0 m Durchmesser durchgeführt.

Bei diesen Messungen wurde besonders mit Hinsicht auf die Praxis der Einfluß verschiedener Apparategeometrien auf das Wärmeübergangsverhalten untersucht.

Am Beispiel der lokalen Messungen für drei verschiedene Apparategeometrien wird das radiale Wärmeübergangsverhalten in zwei Höhen über dem Anströmboden dargestellt. Die lokalen Untersuchungen wurden in einem weiten Gasgeschwindigkeitsbereich durchgeführt.

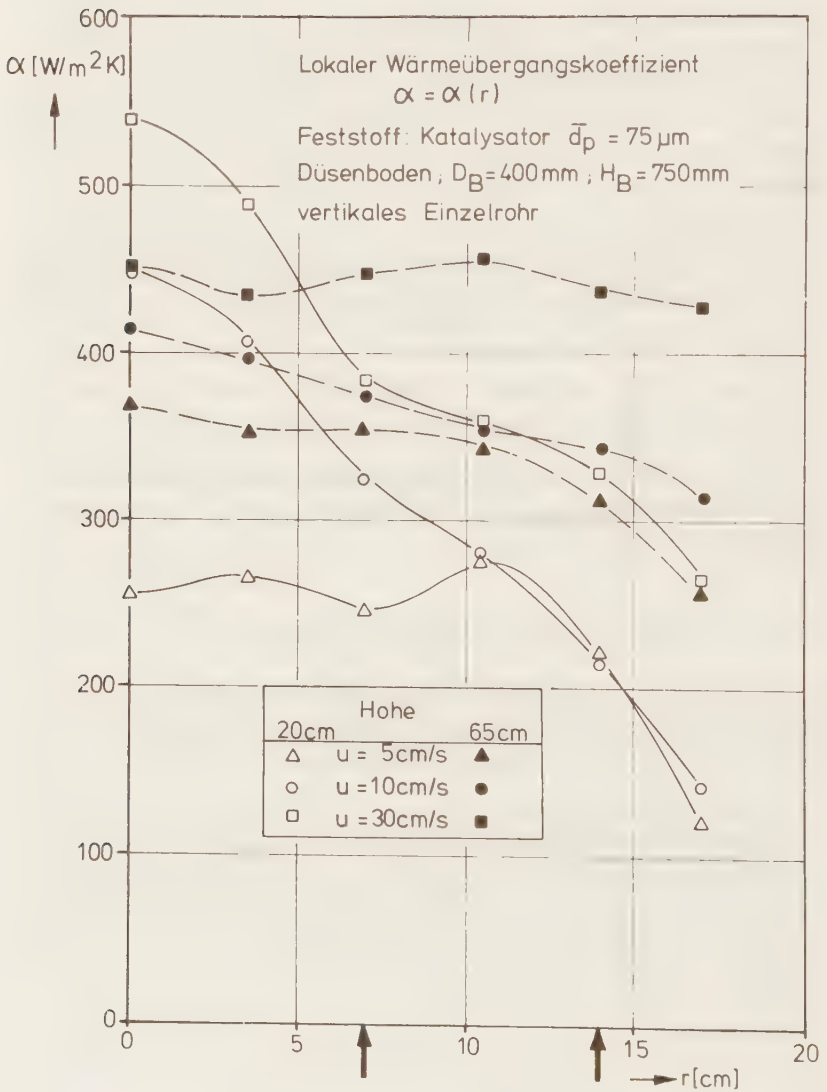


Abb. 16: Radiales Wärmeübergangsverhalten in der Wirbelschicht mit 0.4 m Durchmesser

6.3.2.1 Vertikales Einzelrohr und poröse Platte

In der Abb. 17 ist das radiale Wärmeübergangsverhalten in einer Wirbelschichtanlage mit 1 m Durchmesser bei Verwendung eines Einzelrohres und einer porösen Platte als Anströmboden dargestellt. Die Messungen wurden in einer Höhe von 30 cm über dem Anströmboden durchgeführt. Fluidisiert wurde Quarzsand mit einem mittleren Partikeldurchmesser von 96 μm .

Im unteren Gasgeschwindigkeitsbereich bis etwa 10 cm/s nimmt der lokale Wärmeübergangskoeffizient bis zum Radius von 30 cm ab, um dann am Rand der Wirbelschicht wieder anzusteigen.

Mit zunehmender Gasbelastung wird das Wärmeübergangsverhalten über dem Bettquerschnitt gleichmäßiger. Der Abfall findet jetzt in der Wandzone der Wirbelschicht statt. Der Abstand in den Wärmeübergangsprofilen wird mit steigender Gasgeschwindigkeit geringer, was auf die Annäherung an einen Maximalwert schließen läßt. Das sich abzeichnende Maximum im Wärmeübergang konnte jedoch aufgrund der beschränkten Gebläseleistung nicht erreicht werden.

Die Profilverläufe für eine Höhe von 85 cm über dem Anströmboden sind in Abb. 18 dargestellt. Die einzelnen Wärmeübergangsprofile sind entsprechend den verschiedenen Gasgeschwindigkeiten gestaffelt.

Der Abfall zu größeren Radien hin ist weniger stark ausgeprägt, jedoch im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich vorhanden.

Lokaler Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \alpha(r)$$

Vertikales Einzelrohr

Feststoff: Quarzsand $\bar{d}_p = 96 \mu\text{m}$

poröse Platte ; $D_B = 1000 \text{ mm}$; $H_B = 1000 \text{ mm}$

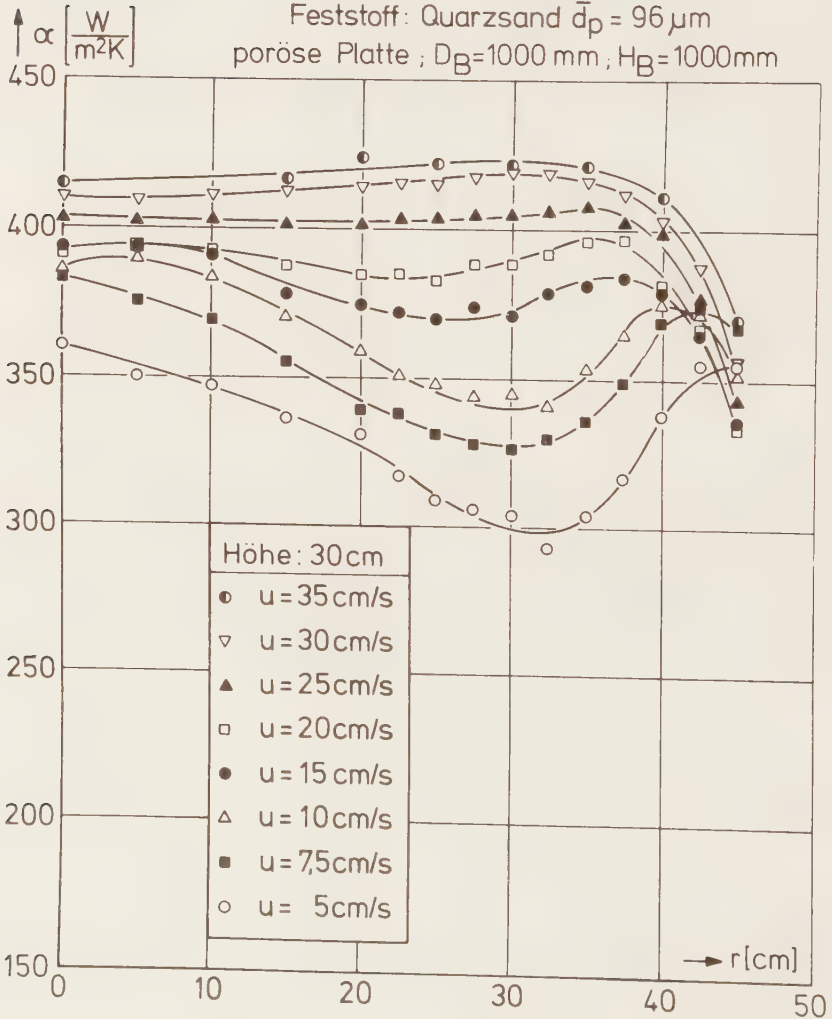


Abb. 17: Radiales Wärmeübergangsverhalten, Einzelrohr, 30 cm oberhalb des Anströmbodens

Lokaler Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \alpha(r)$$

Vertikales Einzelrohr

Feststoff: Quarzsand $d_p = 96 \mu\text{m}$

poröse Platte; $D_B = 1000 \text{ mm}$; $H_B = 1000 \text{ mm}$

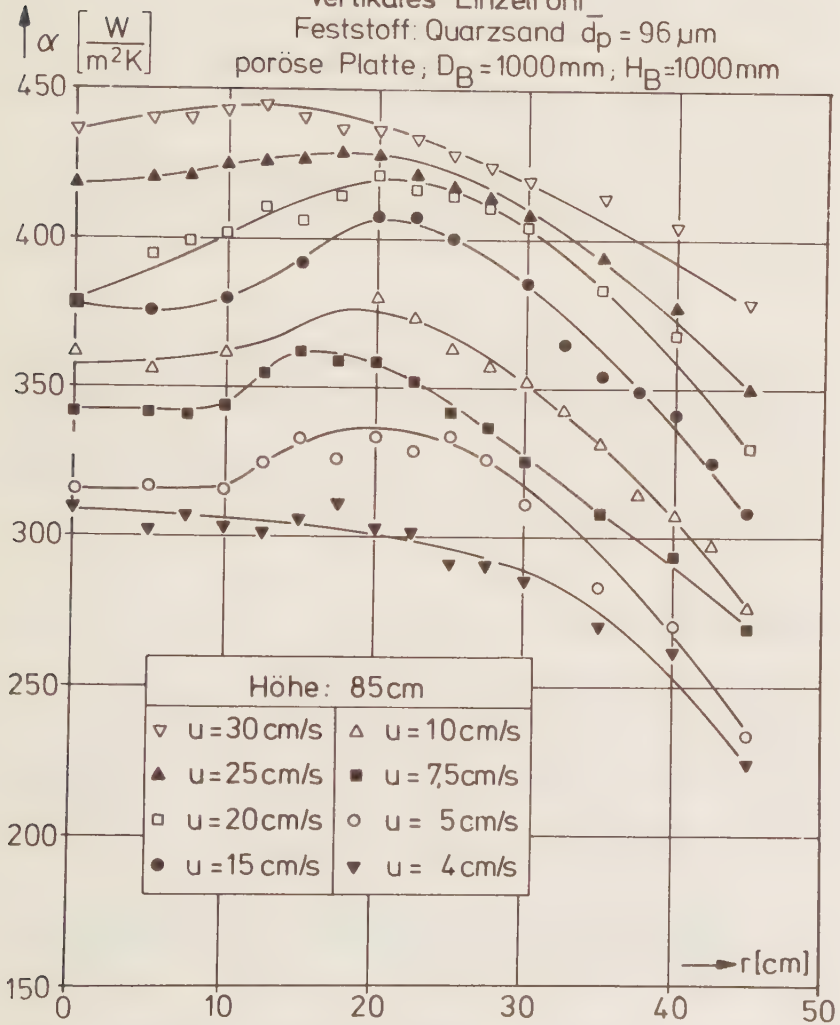


Abb. 18: Radiales Wärmeübergangsverhalten, Einzelrohr, 85 cm oberhalb des Anströmbodens

6.3.2.2 Vertikales Rohrbündel und poröse Platte

Fluidisiert man denselben Feststoff bei Änderung der Apparategeometrie, so muß auch mit unterschiedlichen radialen Profilverläufen gerechnet werden. Die nächsten beiden Abbildungen zeigen die Profile, die in einer Wirbelschicht mit Rohrbündel gemessen wurden. Die Anordnung der Rohre und die Ebene, in der die Messungen erfolgten wurden bereits in Abschnitt 5.1.1 ausführlich dargestellt.

In der Abb. 19 ist der Profilverlauf für eine Höhe von 30 cm über dem Anströmboden dargestellt.

Im Gegensatz zu den Einzelrohrmessungen sind die Wärmeübergangsprofile im unteren Gasgeschwindigkeitsbereich ausgeglichener. Der Abfall zum Rand der Wirbelschicht ist jedoch im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich vorhanden.

In der Abb. 20 sind die Wärmeübergangsprofile für eine Höhe von 85 cm über dem Gasverteilerboden dargestellt. Im gesamten untersuchten Gasgeschwindigkeitsbereich durchlaufen die Profile bei $r = 36$ cm ein Maximum und fallen dann am Rand der Wirbelschicht ab. Im Vergleich zu den Einzelrohrmessungen (vgl. Abb. 18) werden bei Einsatz eines Rohrbündels im Mittel niedrigere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen.

6.3.2.3 Vertikales Rohrbündel und Düsenboden

In einer weiteren Untersuchung wurde das Wärmeübergangsverhalten in der halbertechnischen Versuchsanlage mit Rohrbündel bei Einsatz eines Düsenbodens gemessen. Die Anordnung der Rohre und der Düsen sowie die Ebene, in der die lokalen Messungen erfolgten, ist der Abb. 8 zu entnehmen.

Die Gasverteilung erfolgt durch 19 Einzeldüsen. Das in die Schüttung eintauchende vertikale Rohrbündel besteht aus 91 Rohren.

Die in der Abb. 21 dargestellten radialen Wärmeübergangsprofile wurden in einer Höhe von 30 cm über dem Anströmboden gemessen. In der Abbildung sind die Positionen der Düsen mit eingezeichnet.

Lokaler Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \alpha(r)$$

Feststoff: Quarzsand, $\bar{d}_p = 96 \mu\text{m}$
poröse Platte; $D_B = 1000 \text{ mm}$; $H_B = 1360 \text{ mm}$
vertikales Rohrbündel mit 91 Rohren

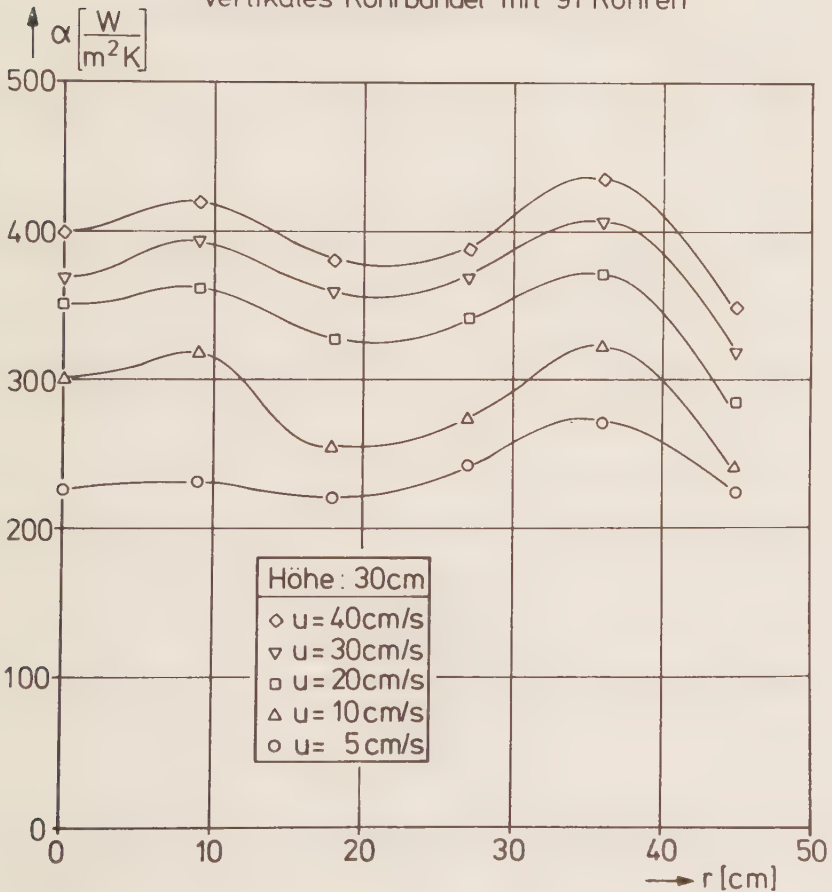


Abb. 19: Radiales Wärmeübergangsverhalten, Rohrbündel, 30 cm oberhalb des Anströmbodens

Lokaler Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \alpha(r)$$

Feststoff: Quarzsand, $\bar{d}_p = 96 \mu\text{m}$
poröse Platte; $D_B = 1000 \text{ mm}$; $H_B = 1360 \text{ mm}$
vertikales Rohrbündel mit 91 Rohren

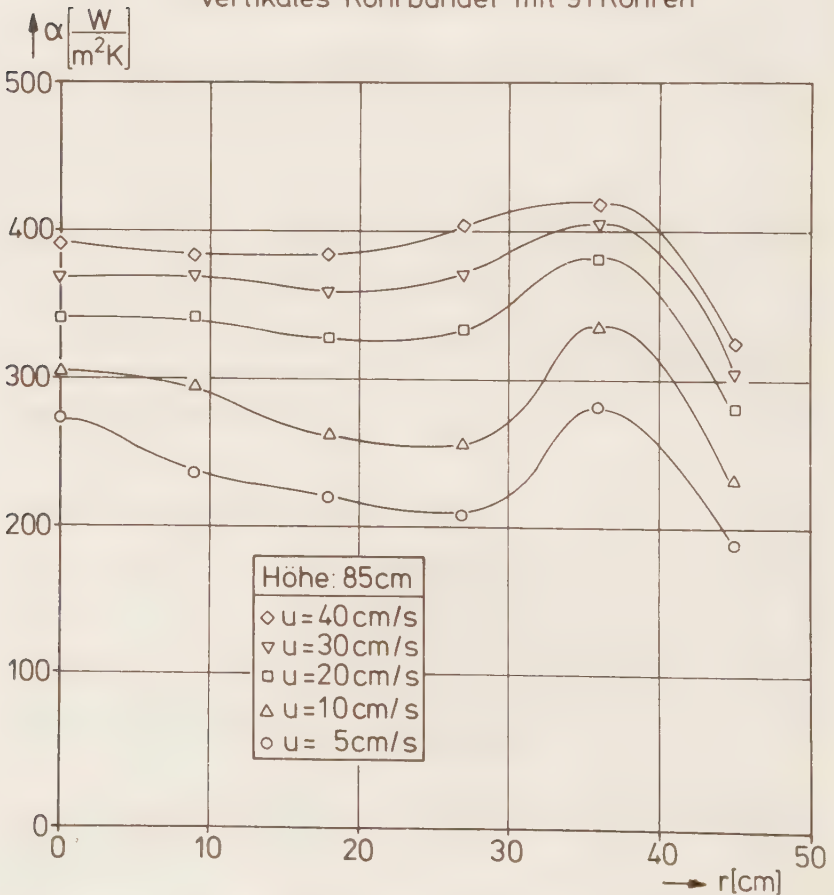


Abb. 20: Radiales Wärmeübergangsverhalten, Rohrbündel, 85 cm oberhalb des Anströmbodens

Lokaler Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \alpha(r)$$

Feststoff: Quarzsand; $\bar{d}_p = 96 \mu\text{m}$

Düsenboden; $D_B = 1000 \text{ mm}$; $H_B = 1360 \text{ mm}$

vertikales Rohrbündel mit 91 Rohren

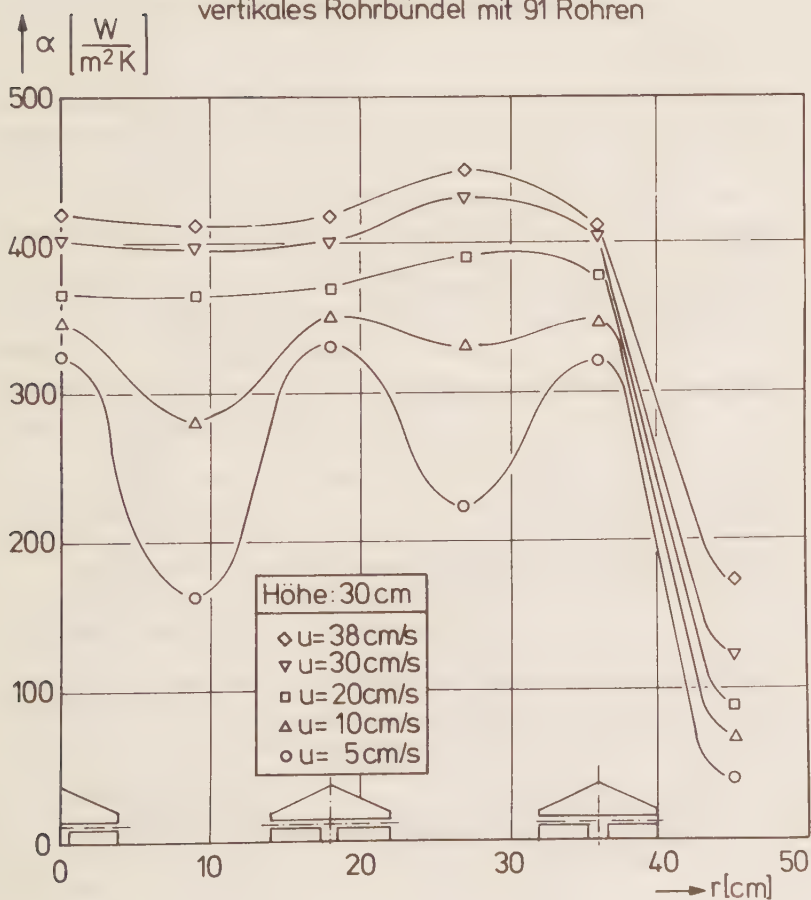


Abb. 21: Radiales Wärmeübergangsverhalten, Rohrbündel, Düsenboden, 30 cm oberhalb des Anströmbodens

Lokaler Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \alpha(r)$$

Feststoff: Quarzsand; $\bar{d}_p = 96 \mu\text{m}$

Düsenboden; $D_B = 1000 \text{ mm}$; $H_B = 1360 \text{ mm}$

vertikales Rohrbündel mit 91 Rohren

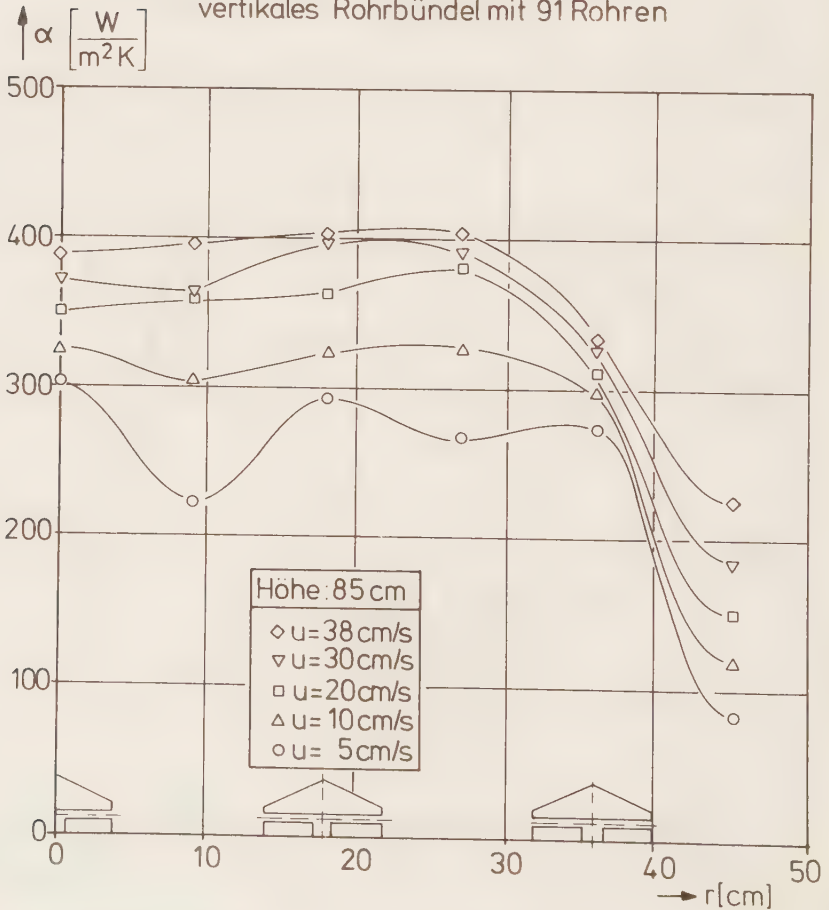


Abb. 22: Radiales Wärmeübergangsverhalten, Rohrbündel, Düsenboden, 85 cm oberhalb des Anströmbodens

Bei niedrigen Gasgeschwindigkeiten, d. h. bei $u = 5$ und 10 cm/s, ist ein deutlicher Abfall im Wärmeübergang an den Rohren festzustellen, unter denen sich keine Düse befindet. Diese Erscheinung nimmt jedoch mit zunehmender Gasbelastung ab. Die Profile sind entsprechend den verschiedenen Gasgeschwindigkeiten gestaffelt.

Sehr stark ist der Abfall in der Nähe der Gefäßwand ausgeprägt. Er beginnt für alle Gasgeschwindigkeiten bei $r = 36$ cm.

Die Änderung der radialen Wärmeübergangsprofile in größerem Abstand vom Anströmboden wird am Beispiel der Messungen in einer Höhe von 85 cm in der Abb. 22 dargestellt.

Die Wärmeübergangsprofile sind auch bei den niedrigen Gasgeschwindigkeiten ausgeglichener als in Höhe 30 cm. Die Einbrüche bei $u = 5$ cm/s sind am Rand der Wirbelschicht schon wesentlich geringer als im Zentrum. Der steile Abfall zur Gefäßwand hin beginnt mit zunehmender Gasbelastung bei immer kleiner werdenden Radien.

Die geringen Unterschiede im radialen Wärmeübergangsverhalten im Bereich hoher Gasgeschwindigkeiten deuten auf den maximal erreichbaren Wärmeübergangskoeffizienten hin.

Die Ergebnisse des Abschnittes 6.3 lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. In Wirbelschichten praxisnaher Abmessungen muß mit radialen und axialen Änderungen im lokalen Wärmeübergangsverhalten gerechnet werden.
2. Die Bettgeometrie, die durch Anzahl der Rohre und verschiedene Anströmböden geändert wurde, hat einen wesentlichen Einfluß auf das lokale Wärmeübergangsverhalten.
3. Bei Betriebsmessungen in der Praxis kann allein die Platzierung der Meßstelle in der Wirbelschicht absolut unrealistische Werte liefern, wenn aus diesen lokalen Werten ein globales Wärmeübergangsverhalten gefolgert wird.

6.4 Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten

Die im vorangegangenen Abschnitt betrachteten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten zeigten, daß ein ausgeprägtes Profil über dem Radius existiert. Die lokalen Messungen ermöglichen zwar wertvolle Rückschlüsse auf den Einfluß von Einbauten und der Bodenkonstruktion - sind also für sich genommen unentbehrlich - bringen aber für den Praktiker zusätzliche Erschwernisse. Zum besseren Vergleich der erhaltenen lokalen Wärmeübergangskoeffizienten bei verschiedenen Bettgeometrien wird es deshalb zweckmäßig sein, die den Flächenanteil berücksichtigenden Mittelwerte über dem Bettquerschnitt zu bilden. Dieser flächenbezogene Mittelwert berücksichtigt die am Rand der Wirbelschicht gemessenen niedrigen Werte, die einen hohen Anteil an der gesamten Bettquerschnittsfläche einnehmen können. Der so gebildete Mittelwert ermöglicht einen besseren Vergleich der verschiedenen Wirbelschichtsysteme.

In der Abb. 23 sind die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Apparategeometrien in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit aufgetragen. Der flächenbezogene Mittelwert $\bar{\alpha}$ des Wärmeübergangskoeffizienten wurde nach der Beziehung (29) berechnet:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{A_{\text{ges}}} \sum_{i=1}^n \alpha_i A_i \quad (29)$$

Die Flächen A_i sind jeweils Ringflächen mit dem mittleren Radius der entsprechenden Meßposition i .

Der Abb. 23 ist zu entnehmen, daß in einer Wirbelschicht mit Rohrbündel bei gleicher auf den freien Querschnitt bezogenen Gasbelastung niedrigere mittlere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen werden als in einer Wirbelschicht mit Einzelrohr. Der Einfluß des Anströmbodens wird durch die Messungen mit dem Düsenboden verdeutlicht. Die Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Gasgeschwindigkeit wird auch bei den mittleren Werten beobachtet. Die Änderung der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten mit der Höhe über dem Anströmboden ist gering und kann nach den vorliegenden Ergebnissen für praktische Auslegungszwecke vernachlässigt werden.

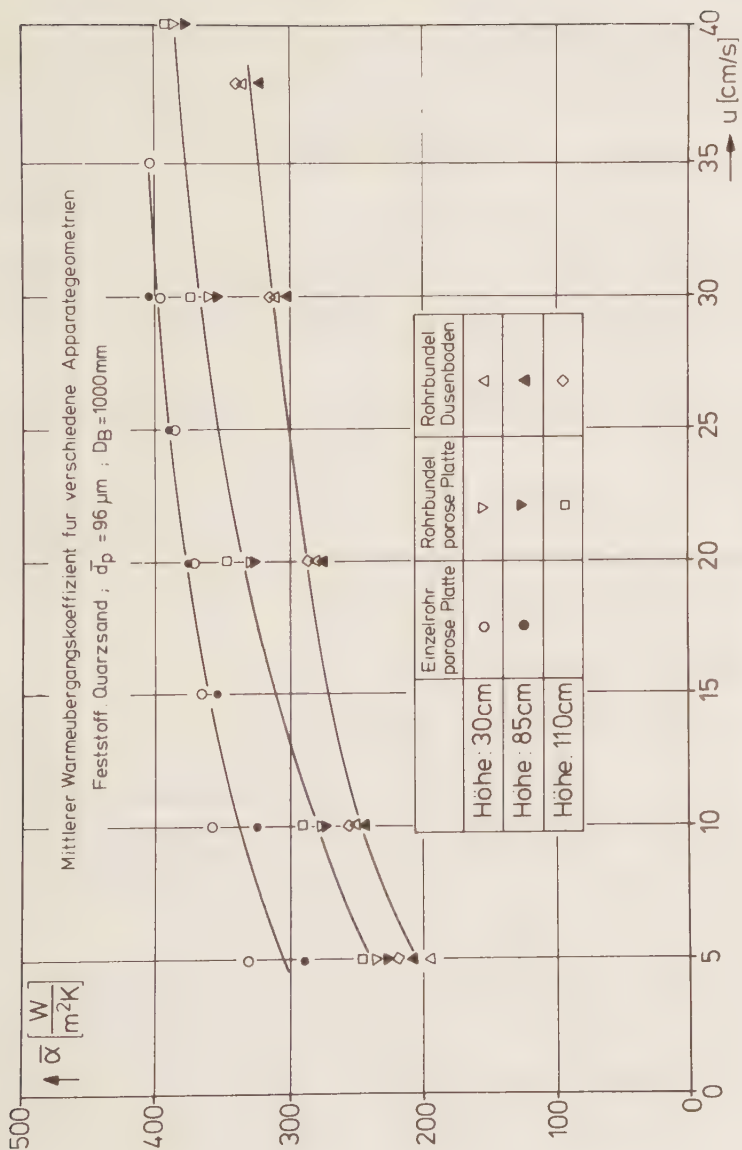


Abb. 23: Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten

7. Vergleich der Meßwerte mit den theoretischen Werten

Die in Abschnitt 3.3 abgeleitete Berechnungsgleichung (20) beschreibt den lokalen Wärmeübergang in Abhängigkeit von der lokalen Strömungsmechanik. Daß letztlich nur eine genaue Kenntnis der lokalen Strömungsmechanik eine zuverlässige Beschreibung des Wärmeübergangs ermöglichen wird, zeigen die lokalen Wärmeübergangsmessungen im vorangegangenen Abschnitt.

Mit dem in Abschnitt 4.1 vorgestellten kapazitiven Meß- und Auswertesystem sind die strömungsmechanischen Größen e_b und τ und damit alle Daten in Gleichung (20) einer Messung bzw. Berechnung zugänglich. Mit dem von Jarssen [16] abgeschätzten Wert von 0.1 für den Akkommodationskoeffizienten von Luft lassen sich auch die vorliegenden Messungen gut beschreiben.

Die direkt mit dem Heizelement gemessenen lokalen Wärmeübergangskoeffizienten werden in den folgenden Abschnitten den mit Gleichung (20) berechneten Werten gegenübergestellt.

Zur Berechnung der theoretischen α -Werte werden in Gleichung (20), ohne Verwendung von Anpassungsparametern, nur Meßwerte der lokalen Strömungsmechanik, gemessene Lockerungsporositäten, gemessene Daten $(\lambda\rho c)_s$ der Schüttungen und die aus mittleren Partikeldurchmessern und Gasdaten berechneten maximalen Wärmeübergangskoeffizienten eingesetzt.

7.1 Moving Bed und Wirbelschicht

Um Messungen über einen möglichst großen Kontaktbereich realisieren zu können, wurden neben den Wirbelschichtmessungen zusätzliche Messungen in einem Moving Bed durchgeführt. Moving-Bed-Messungen zeichnen sich durch wohldefinierte Kontaktzeiten aus. Sie sind daher auch aus diesem Grund als Vergleichsmessungen sehr zweckmäßig. In einem Moving Bed kann besonders der Bereich langer Kontaktzeiten einfach und genau durch die Geschwindigkeit der an der Heizfläche vorbeirutschenden Schüttung eingestellt werden.

In der Abb. 24 werden deshalb die Meßwerte des Wärmeübergangskoeffizienten in der Wirbelschicht und im Moving Bed in Abhängigkeit von der Feststoff-Kontaktzeit τ dem theoretischen Verlauf gegenübergestellt.

Die Abb. 24 wurde folgendermaßen gewonnen:

Die eingezeichneten Punkte sind direkt mit dem Heizelement gemessene α -Werte.

Die durchgezogene Linie ist die Ausgleichskurve durch die mit der abgeleiteten Beziehung (20) berechneten α -Werte, wobei jeweils gemessene Kontaktzeiten τ und gemessene Blasenvolumenanteile ϵ_b eingesetzt wurden. Die horizontale gestrichelte Grenzlinie wurde mit Hilfe berechneter $\alpha_{\max, p}$ -Werte nach den Gleichungen (16) (17) (18), der gemessenen Lockerungsporosität ϵ_1 und dem bei maximalem Wärmeübergang gemessenen Blasenvolumenanteil ϵ_b erhalten.

Die geneigte gestrichelte Grenzlinie wurde mit den gemessenen Daten $(\lambda \rho c)_s$ der Schüttung ermittelt.

Der prinzipielle Verlauf gemäß der abgeleiteten Berechnungsgleichung (20) läßt sich voll bestätigen. Durch den Anschluß zwischen Wirbelschicht und Moving-Bed-Messungen ist experimentell bestätigt, daß die in der Wirbelschicht als Spanne zwischen Verlassen der vorangehenden und Ankunft der nächsten Blase nach Gleichung (23) definierte Kontaktzeit auch zahlenmäßig zuverlässig ist. Weiterhin wurde mit den Moving-Bed-Messungen der Anschluß zu hohen Kontaktzeiten gewonnen, wie er in Wirbelschichten nicht realisierbar ist. Für die Praxis wichtig ist der Befund, daß der Grenzwert für Kontaktzeit gegen Null in der Wirbelschicht nicht erzielt wird.

In der Tabelle 3 sind die maximal gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten der untersuchten Quarzsandfraktionen den theoretischen Werten gegenübergestellt.

Feststoff	$\bar{d}_p$ [μm]	$\alpha_{\max, p}^{(1-\epsilon_1)(1-\epsilon_b)}$ [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]	α_{gem} [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]	α_{ber} gemäß Gleichung (20) [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]
Quarzsand	96	534	370	384
Quarzsand	272	435	292	293
Quarzsand	468	310	257	226

Tabelle 3: Vergleich der maximal gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit theoretischen Werten

Der auch von Heyde und Klocke [8] verwendete Grenzwert für Kontaktzeit gegen Null zur Berechnung des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten liefert nach den hier vorliegenden Ergebnissen, bei denen der Blasenvolumenanteil ϵ_b exakt gemessen werden konnte, stets zu hohe α -Werte, während Gleichung (20) die Realität wesentlich besser beschreibt.

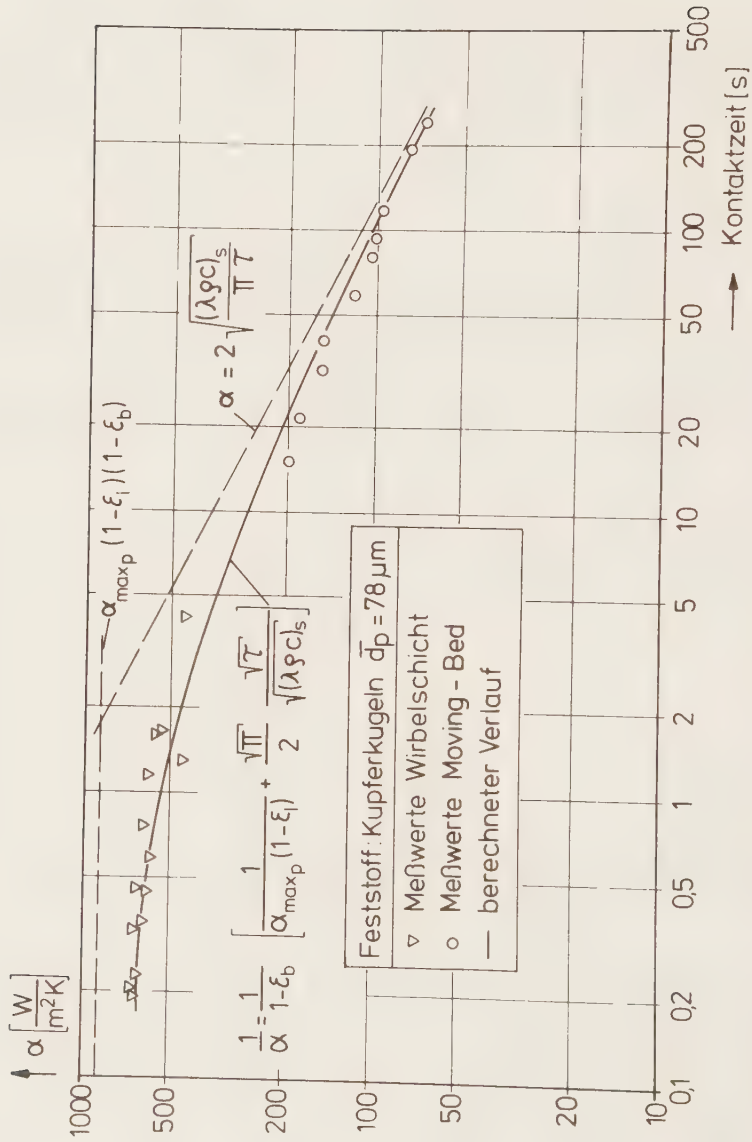


Abb. 24: Vergleich Gleichung (20) mit Messungen im Moving Bed und in der Wirbelschicht

7.2 Bereich maximaler Wärmeübergangskoeffizienten

Die in Abschnitt 6.1 gefundene charakteristische Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Gasgeschwindigkeit - dargestellt in Abb. 14 - läßt sich auch rechnerisch gut erfassen.

Am Beispiel von drei untersuchten Feststoffen sind die aus den gemessenen strömungsmechanischen Größen und Stoffdaten berechneten Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Gleichung (20) und die mit dem Heizelement direkt gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten in der Abb. 25 dargestellt.

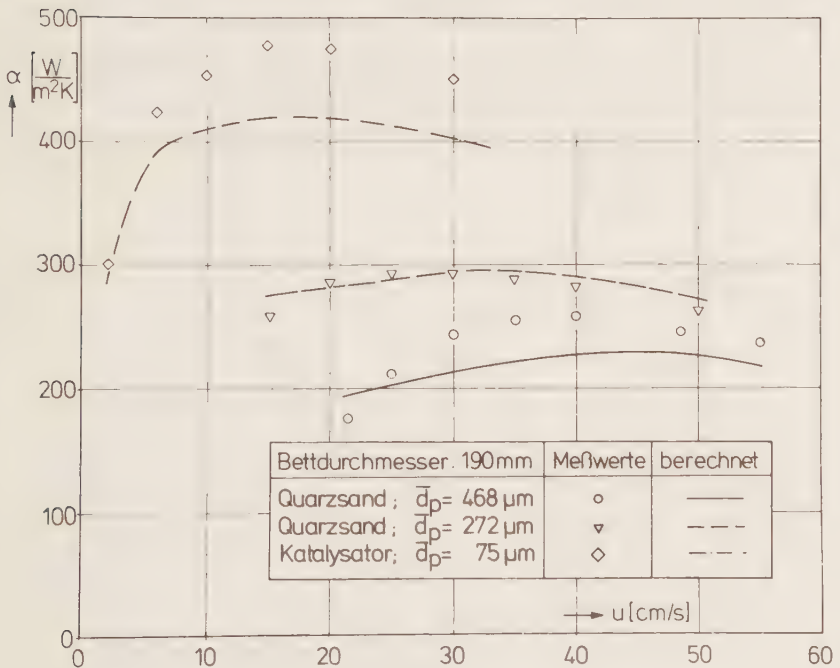


Abb. 25: Bereich maximaler Wärmeübergangskoeffizienten

Der Abb. 25 ist zu entnehmen, daß mit der Berechnungsgleichung (20) der Verlauf bis über das Maximum hinaus mit ausreichender Genauigkeit beschrieben werden kann. Die vielfach experimentell gefundene Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Partikeldurchmesser, die auch in dieser Arbeit festgestellt wurde, wird durch die Berechnungsgleichung (20) richtig erfaßt.

7.3 Radiale Profile

Bei genauer Kenntnis der lokalen strömungsmechanischen Größen kann mit der abgeleiteten Berechnungsgleichung (20) der lokale Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten mit hinreichender Genauigkeit beschrieben werden. Selbst extreme Verläufe im radialen Wärmeübergangsverhalten lassen sich mit befriedigender Genauigkeit berechnen.

Dazu sind in der Abb. 26 die berechneten Profile der Wärmeübergangskoeffizienten zum Vergleich den Meßwerten gegenübergestellt.

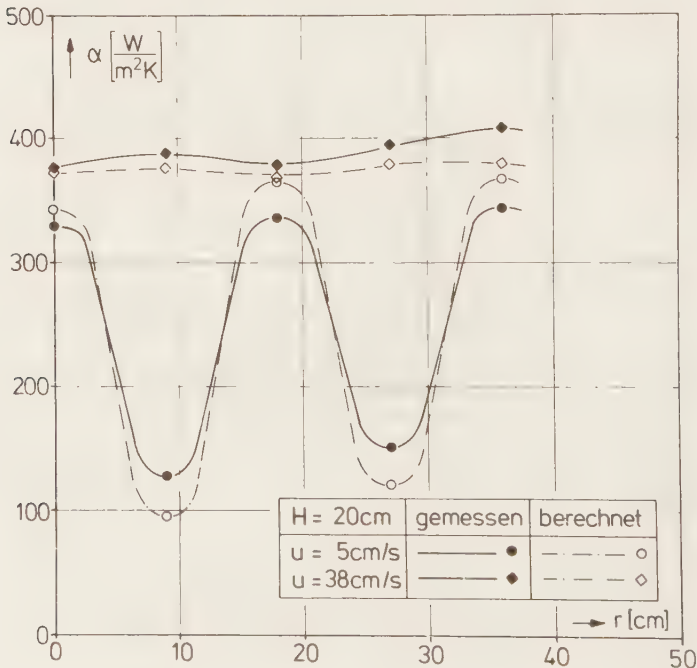


Abb. 26: Vergleich Gleichung (20) mit Meßwerten

Die Messungen wurden in der halbtechnischen Versuchsanlage mit Rohrbündel und Düsenboden in einer Höhe von 20 cm durchgeführt. Fluidisiert wurde der Quarzsand mit einem mittleren Partikeldurchmesser von $96\text{ }\mu\text{m}$. Es zeigt sich, daß selbst extreme Unterschiede im radialen Wärmeübergangsverhalten durch die Gleichung (20) mit guter Übereinstimmung zu den Meßwerten beschrieben werden.

In der Abb. 27 sind gemessene und berechnete α -Werte für zwei verschiedene Quarzsandfraktionen gegenübergestellt. Die radialen Messungen wurden in der halbtechnischen Versuchsanlage mit einem aus 91 Rohren bestehenden vertikalen Rohrbündel und einer porösen Platte als Anströmboden durchgeführt. Der Abstand vom Gasverteilerboden betrug 110 cm. Die auf den freien Bettquerschnitt bezogene Gasgeschwindigkeit wurde konstant auf 20 cm/s eingestellt.

Ein Vergleich der mit dem Heizelement direkt gemessenen Werte und den mit lokal gemessenen strömungsmechanischen Daten nach Gleichung (20) berechneten Werten zeigt für die beiden untersuchten Kornfraktionen gute Übereinstimmung.

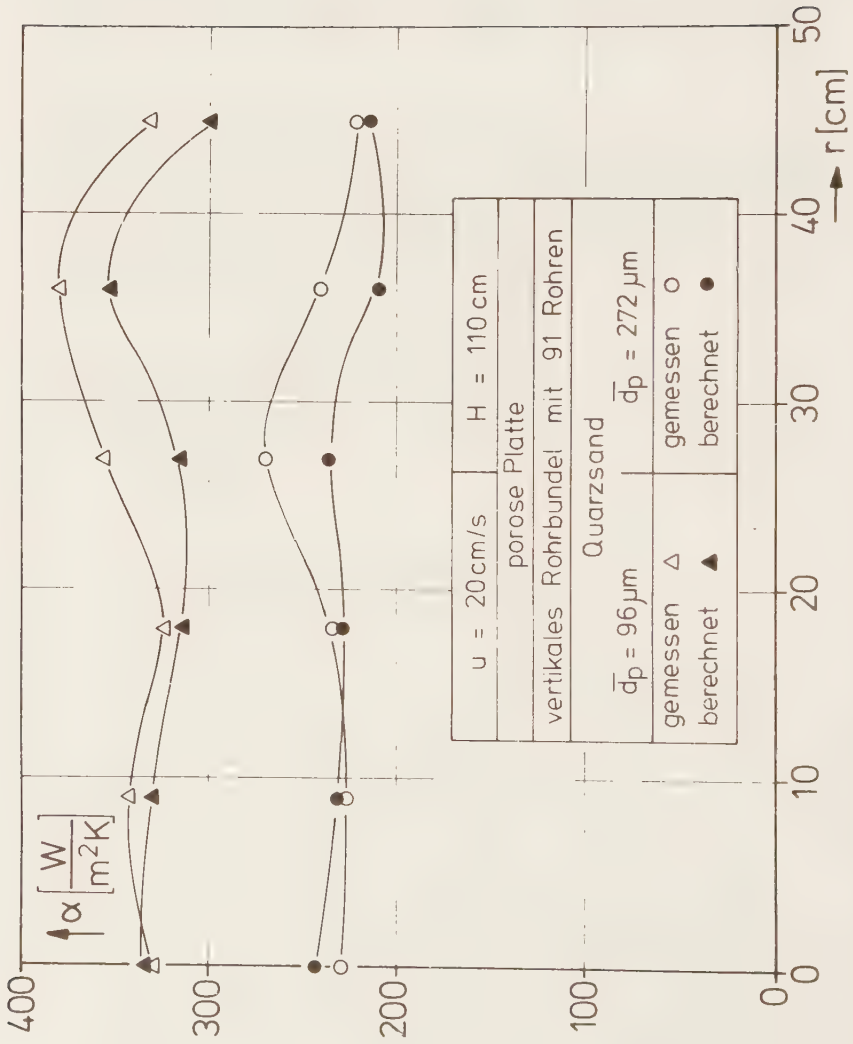


Abb. 27: Vergleich Gleichung (20) mit Meßwerten verschiedener Kornfraktionen

7.4 Vergleich aller gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit den berechneten Werten

Um den Gültigkeitsbereich der abgebildeten Berechnungsgleichung (20) zu demonstrieren, werden in der Abb. 28 alle gemessenen lokalen Wärmeübergangskoeffizienten den berechneten Werten gegenübergestellt. Die Abb. 28 beinhaltet Messungen der lokalen Strömungsmechanik und des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Radialpositionen, verschiedene Abstände vom Gasverteilerboden, für Düsenboden und poröse Platte, für Einzelrohr und Rohrbündel, für drei untersuchte Bettdurchmesser und für einen weiten Gasgeschwindigkeitsbereich.

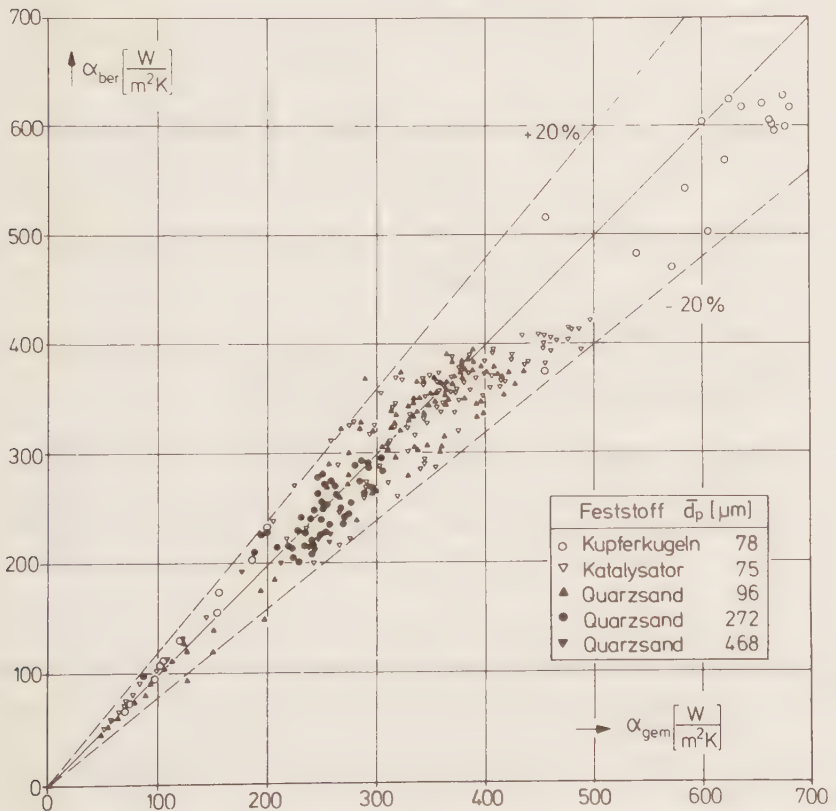


Abb. 28: Vergleich aller berechneten und gemessenen Werte

Es wurden fünf Feststoffe unterschiedlicher physikalischer und thermischer Eigenschaften untersucht. Außerdem sind noch Messungen enthalten, die in einem Moving Bed durchgeführt worden sind.

Die mit den lokalen Meßwerten der Strömungsmechanik nach Gleichung (20) berechneten Werte liegen innerhalb eines Fehlerbereiches von $\pm 20\%$. Berücksichtigt man, daß darin etwa 70 % aller lokalen Messungen innerhalb $\pm 10\%$ liegen, kann von einer befriedigenden Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Werten gesprochen werden.

8. Zusammenfassung

Mit der abgeleiteten Berechnungsgleichung (20) ist es möglich, bei genauer Kenntnis der lokalen Strömungsmechanik auch lokale Wärmeübergangskoeffizienten an vertikalen Einbauten in Wirbelschichten mit hinreichender Genauigkeit zu beschreiben.

Die Untersuchungen in Wirbelschichten verschiedener Geometrien beweisen, daß der lokale Wärmeübergang an vertikalen Einbauten eindeutig auf die lokale Strömungsmechanik abgebildet werden kann. Mit diesem Ergebnis wurden neue Einsichten in das Wärmeübergangsverhalten von Wirbelschichten praxisnaher Abmessungen gewonnen, indem festgestellt wird:

1. In Wirbelschichten großer Durchmesser existieren ausgeprägte radiale Wärmeübergangsprofile.
2. Die radialen Wärmeübergangsprofile werden durch die Art des Anströmbodens und die Anzahl von Einbauten in Form vertikaler Rohre stark beeinflusst.
3. In den Randzonen der Wirbelschicht, in denen verminderte Blasenaktivität gemessen wurde, ist auch der Wärmeübergang geringer.
4. Die gezeigten lokalen Wärmeübergangsmessungen in Abhängigkeit von den Radialpositionen und der Höhe über dem Anströmboden lassen auch erkennen, daß letztlich nur eine genaue Kenntnis der lokalen Strömungsmechanik eine zuverlässige Beschreibung des Wärmeübergangs ermöglicht.
Wärmeübergangsmessungen, die in der Mitte der Wirbelschicht durchgeführt werden und mit einer globalen über das gesamte Wirbelschichtvolumen gemittelten Strömungsmechanik korreliert werden, müssen nach den hier vorgelegten Messungen als unzuverlässig betrachtet werden.

Die vorliegende Arbeit, in der der Zusammenhang zwischen lokaler Strömungsmechanik und lokalen Wärmeübergangskoeffizienten bewiesen wird, ist als Teil einer längerfristig angelegten Untersuchung zu sehen, die darauf abzielt, durch weitere umfangreiche Messungen globale Aussagen über den Wärmeübergang durch geeignete Verknüpfung mit Korrelationsgleichungen für die Strömungsmechanik zu gewinnen.

9. Verwendete Symbole

A	Heizfläche	m^2
A _{ges}	Bettquerschnittsfläche	m^2
a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
c	spezifische Wärmekapazität	J/kg K
D _B	Bettdurchmesser	m
D _R	Rohrdurchmesser	m
$\bar{d}_p$	mittlerer Partikeldurchmesser	m
d _{Pi} , d _{Pi + 1}	Werte der Korngrößenverteilung	m
E (l)	mittlere Blasendurchstoßlänge	m
e	Abstand	m
H	Abstand vom Anströmboden	m
H _B	Schüttungshöhe im Ruhezustand	m
h	gemäß Gleichung (3)	m^{-1}
I	Stromstärke	A
k	Blasenfrequenz	s^{-1}
M	Molekulargewicht	kg/kmol
M _{-1,3}	-1-tes Moment der Q 3-Verteilung	m^{-1}
O _v	spezifische Oberfläche	m^2/m^3
P	absoluter Druck	N/m^2
Q ₃	Volumensummenverteilung	-
q	Wärmestromdichte	W/m^2
R	allgemeine Gaskonstante	J/kmol K
r	Abstand von der Gefäßachse	m
s	Spaltweite	m
s _h	Rohrabstand	m
T	Temperatur	K
T _B	Schüttungstemperatur	K

T_w	Wandtemperatur des Heizelementes	K
T_b	mittlere Blasenimpulsdauer	s
U	Spannung	V
u	Geschwindigkeit	m/s
u_l	Lockerungsgeschwindigkeit	m/s
$\dot{V}_b$	mittlerer Blasengasvolumenstrom	m ³ /m ² s
$\bar{v}_b$	mittlere Blasenauftiegs-geschwindigkeit	m/s
α	Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
$\bar{\alpha}$	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
γ	Akkommodationskoeffizient	-
δ_g	Restgasdicke	m
ε	Porosität	-
Λ	mittlere freie Weglänge	m
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/mK
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	gemäß Gleichung (18)	m
τ	Feststoffkontaktzeit	s
ϕ	Gauß'sches Fehlerintegral	-
ϕ_c	gemäß Gleichung (4)	-
ϕ_s	Sphärizität	-

Dimensionslose Kennzahl

$$T = h^2 a_f \tau = \left(\frac{\lambda_g}{\delta_g} \right)^2 \frac{\tau}{\lambda_f \rho_f c_f} = \alpha_{\max}^2 \frac{\tau}{\lambda_f \rho_f c_f}$$

Indices

B	Bett
b	Blase
ber	berechnet
f	Feststoff
g	Gas
gem	gemessen
l	Lockerung
max	Maximum
p	Partikel
s	Schüttung
v	Volumen

10. Literaturverzeichnis

- [1] Molerus, O.;
Werther, J. Zweiphasige Wirbelschichten,
Skriptum Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik,
Universität Erlangen-Nürnberg (1977)
- [2] Lommerzheim, W. Methanisierung von CO/H₂-Gemischen im Wirbelschicht-
Reaktor
gwf-Gas/Erdgas 118 (1977), 10, S. 417-421
- [3] Ernst, R. Der Mechanismus des Wärmeübergangs an Wärmetauschern
in Fließbetten
Dissertation TH Aachen, 1959
- [4] Lehmborg, J.;
Hehl, M. Transversal mixing and heat transfer in horizontal
rotary drum reactors
Schügerl, K. Preprints II, Partec Nürnberg (1977), N 13/32
- [5] Ringer, D.;
Mersmann, A. Wärmeübergang auf einer beheizten Vibrationsrinne
Chemie-Ingenieur-Technik 50 (1978), 12, S. 965
- [6] Wunschmann, J.;
Schlünder, E.U. Wärmeübergang von beheizten Flächen an Kugelschüttungen
Verfahrenstechnik 9 (1975), 10, S. 501-505
- [7] Wunder, R.;
Mersmann, A. Wärmeübergang zwischen Gaswirbelschichten und
senkrechten Austauschflächen
Chemie-Ingenieur-Technik 51 (1979), 3, S. 241
- [8] Heyde, M.;
Klocke, H.J. Wärmeübergang zwischen Wirbelschicht und Einbauten
- ein Problem des Wärmeübergangs bei kurzfristigem
Kontakt
Chemie-Ingenieur-Technik 51 (1979), 4, S. 318-319
- [9] Wicke, E.;
Fetting, F. Wärmeübertragung in Gaswirbelschichten
Chemie-Ingenieur-Technik 26 (1954), 6, S. 301-309

- [10] Mickley, H.S.; Fairbanks, D.F.; Hawthorn, R.D. The relation between the transfer coefficient and thermal fluctuations in fluidized-bed heat transfer
Chem. Engr. Prog. Symp. Ser. 57 (1961), 32, S. 51-60
- [11] Baerg, A.; Klassen, J.; Gishler, P.E. Heat transfer in a fluidized solids bed
Canadian Journal of Research 28 (1950), 8, S. 287-307
- [12] Fritz, W. Wärmeübergang zwischen Wärmeaustauschflächen und Fließbetten verschiedener geometrischer Formen
Chemie-Ingenieur-Technik 41 (1969), 7, S. 435-442
- [13] Brötz, W. Untersuchungen über Transportvorgänge in durchströmtem, gekörntem Gut
Chemie-Ingenieur-Technik 28 (1956), 3, S. 165-174
- [14] Vreedenberg, H.A. Heat transfer between a fluidized bed and a vertical tube
Chem. Engng. Sci. 11 (1960), S. 274-285
- [15] Kharchenko, N.V.; Makhorin, K.E. The rate of heat transfer between a fluidized bed and an immersed body at high temperatures
Int. Chem. Eng. 4 (1964), 4, S. 650-654
- [16] Janssen, K. Beitrag zur Berechnung von Wärmeübergangszahlen zwischen Fluidatbetten und darin eintauchenden Wärmetauschflächen in Abhängigkeit von den Strömungsbedingungen inhomogener Fluidisierungszustände
Dissertation TH Aachen, 1973
- [17] Rowe, P.N. Experimental properties of bubbles
in "Fluidization", Davidson, J.F.; Harrison, D. (ed.), p. 121, Academic Press, London/New York (1971)
- [18] Gelperin, N.; Einstein, V.G.; Romanova, N.A. Heat transfer in fluidized beds
in "Fluidization", Davidson, J.F. and Harrison, D. ed. Academic Press, London/New York (1971), S. 501-504

- [19] Denloye, A.O.O.; Botterill, J.S.M. Bed to surface heat transfer in a fluidized bed of large particles
Powder Techn. 19 (1978), 2, S. 197-203
- [20] Mickley, H.S.; Fairbanks, D.F. Mechanism of heat transfer to fluidized beds
A.I.Ch.E. J. 1 (1955), 3, S. 374-384
- [21] Baskakov, A.P. The mechanism of heat transfer between a fluidized bed and a surface
Int. Chem. Eng. 4 (1964), 2, S. 320-324
- [22] Baskakov, A.P.; Berg, B.V.; Vitt, O.K.; Filippovsky, N.F.; Kirakosyan, V.A.; Goldobin, J.M.; MaskaeV, V.K. Heat transfer to objects immersed in fluidized beds
Powder Technol. 8 (1973), S. 273-282
- [23] Ernst, R. Der Mechanismus des Wärmeüberganges an Wärmeaustauschern in Fließbetten
Chemie-Ingenieur-Technik 31 (1959), 3, S. 166-173
- [24] Schlünder, E.U. Wärmeübergang an bewegte Kugelschüttungen bei kurzfristigem Kontakt
Chemie-Ingenieur-Technik 43,(1971), 11, S. 651-654
- [25] Hütte I Des Ingenieurs Taschenbuch, 28. Aufl.,
Verlag von Wilhelm Ernst u. Sohn, Berlin (1955)
- [26] Selzer, V.W.; Thomson, W.J. Fluidized-bed heat transfer - the packet theory revisited
A.I.Ch.E. Symp. Ser. 73 (1977), 161, S. 29-37
- [27] Werther, J.; Molerus, O. The local structure of gas fluidized beds
Int. J. Multiphase Flow 1 (1973), S. 103-138
- [28] Werther, J. Experimentelle Untersuchungen zur Hydrodynamik von Gas/Feststoff-Wirbelschichten
Dissertation Universität Erlangen (1972)

- [29] Kubie, J. Bubble induced heat transfer in gas fluidized beds
Int. J. Heat Mass Transfer 19 (1976), S. 1441-1453
- [30] van Heerden, C.; Studies on fluidization. II-Heat transfer
Nobel, P.; Chem. Engng. Sci. 1 (1951), 2, S. 51-66
van Krevelen, D.W.
- [31] Kim, K.J.; Kim, D.J.; Heat and mass transfer in fixed and fluidized bed
Chun, K.S.; reactors
Choo, S.S. Int. Chem. Eng. 8 (1968), 3, S. 472-490
- [32] Mersmann, A. Zum Wärmeübergang in Wirbelschichten
Chemie-Ingenieur-Technik 39 (1967), 5/6, S. 349-353
- [33] Werther, J. Zur Maßstabsvergrößerung von Gas-Feststoff-Wirbel-
schichten
Aufbereitungs-Technik (1974), 12, S. 670-677

Lebenslauf

=====

- 1949 Geboren am 13. September in Nürnberg als Sohn des
 kaufmännischen Angestellten Herbert Bock und seiner
 Frau Marianne, geb. Ferdinand.
- 1955 - 1961 Besuch der Volksschule in Nürnberg.
- 1961 - 1965 Besuch der Realschule in Nürnberg.
- 1965 Mittlere Reife am 20. Juli.
- 1965 - 1968 Lehre als Chemielaborant bei der Vereinigten Deutsche
 Metallwerke AG in Nürnberg.
- 1968 Gehilfenprüfung am 15. März.
- 1968 - 1969 Tätigkeit bei der gleichen Firma.
- 1969 - 1973 Studium der Technischen Chemie an der Fachhochschule
 Nürnberg.
- 1973 Abschlußprüfung Ing. (grad.) am 14. Februar.
- 1973 - 1976 Studium an der Universität Erlangen-Nürnberg
 Abschlußrichtung Verfahrenstechnik.
- 1976 Diplomhauptprüfung am 30. Juli.
- 1976 Vom 1. September 1976 bis 31. März 1977 Doktorand,
 vom 1. April 1977 bis 15. September 1978 Verwalter und
 ab 16. September 1978 wissenschaftlicher Assistent am
 Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik der
 Universität Erlangen-Nürnberg bei Prof. Dr.-Ing. O. Molerus.

